ARCHIV FÜR METEOROLOGIE, GEOPHYSIK UND BIOKLIMATOLOGIE

HERAUSGEGEBEN VON

DOZENT DR. W. MÖRIKOFER
PHYSIKALISCH-METEOROLOGISCHES OBSERVATORIUM DAVOS

PROF. DR. F. STEINHAUSER
ZENTRALANSTALT FÜR METEOROLOGIE UND GEODYNAMIK WIEN

SERIE A

METEOROLOGIE UND GEOPHYSIK

BAND 11, 3. HEFT

MIT 51 TEXTABBILDUNGEN
(ABGESCHLOSSEN AM 25. JUNI 1959)

WIEN
SPRINGER-VERLAG
1959

Arch. Met Geoph.
Biokl. A.

Serie A, Band 11 **Inhaltsverzeichnis** Heft 3

Seite

Danielsen, E. F. The Laminar Structure of the Atmosphere and Its Relation to the Concept of a Tropopause. (With 29 Figures) 293

Rittberger, W. Zur Struktur der Wolken. (Mit 9 Textabbildungen) 333

Steinhauser, F. Ergebnisse von Registrierungen des Ozongehaltes der Luft in Wien. (Mit 3 Textabbildungen) 368

Albrecht, H. J. Technische Gesichtspunkte bei Ionosphärendatenauswertung und modernem Ionosondenaufbau. (Mit 3 Textabbildungen) 383

Malkowski, G. Betriebserfahrungen mit dem Plathschen Sichtfunkpeiler SFP 51/2 bei der Sferic-Ortung. (Mit 7 Textabbildungen) 392

Buchbesprechungen 403

Howell, B. F., Jr., Introduction to Geophysics (F. Steinhauser). — Jeffreys, H., The Earth, its Origin, History and Physical Constitution. Vierte Auflage (F. Steinhauser). — Richter, Ch. F., Elementary Seismology (F. Steinhauser). — Bruns, E., Ozeanologie. Band I. Einführung in die Ozeanologie, Ozeanographie (F. Steinhauser). — Newell, H. E., Jr., Sounding Rockets (F. Steinhauser). — Dietze, G., Einführung in die Optik der Atmosphäre (F. Steinhauser). — Krauß-Meldau, Wetter- und Meereskunde für Seefahrer. Vierte Auflage. Von J. Krauß und W. Stein (F. Steinhauser). — Krauß, W., Untersuchungen über die mittleren hydrographischen Verhältnisse an der Meeresoberfläche des nördlichen Nordatlantischen Ozeans (Wissenschaftliche Ergebnisse der deutschen atlantischen Expedition auf dem Forschungs- und Vermessungsschiff „Meteor" 1925 — 1927, Band V, 3. Lieferung) (F. Steinhauser). — Henderson, J. P., R. Lhermitte, A. Perlat, V. D. Rockney, N. P. Sellick und R. F. Jones, Use of Ground-Based Radar in Meteorology (Excluding Upper-Wind Measurements) (WMO Technical Note No. 27) (H. Reuter). — Skeib, G., H. Kaiser und Chr. Popp, Die Peilung atmosphärischer Störungen durch Synchronaufnahme von Richtung und Wellenform (Abhandlungen des Meteorologischen und Hydrologischen Dienstes der DDR, Nr. 48) (F. Steinhauser). — Mehlin, Th. G., Astronomy (F. Steinhauser). — Planetary and Space Science. Vol. I, Nr. 1 (F. Steinhauser).

Das

„Archiv für Meteorologie, Geophysik und Bioklimatologie"

erscheint in zwangloser Folge in zwei parallelen Serien:

Serie A Meteorologie und Geophysik: Allgemeine, theoretische und synoptische Meteorologie, Geophysik der Atmosphäre, des Meeres und des festen Erdbodens.

Serie B Allgemeine und biologische Klimatologie: Allgemeine und medizinische Klimatologie, Agrar- und Mikroklimatologie, Meteorobiologie, Strahlungsforschung.

Die beiden Serien können unabhängig voneinander bezogen werden. Die Hefte werden einzeln berechnet und zu Bänden von 400 bis 500 Seiten vereinigt.

Das Archiv veröffentlicht wissenschaftlich einwandfreie Arbeiten von allgemein fachlichem Interesse. Es werden deshalb nur Originalarbeiten aufgenommen, die neue Erkenntnisse bringen, und zwar Aufsätze größeren Umfanges wie auch kleine Mitteilungen. Gelegentlich wird auch durch Sammelreferate über die neuesten Ergebnisse einzelner Spezialgebiete ein Überblick über den jeweiligen Stand eines bestimmten Problems gegeben, wobei besonders durch Hervorheben der noch ungelösten Fragen der weiteren Forschung Anreiz geboten werden soll. Schließlich weisen kritische Buchbesprechungen auf bedeutende Neuerscheinungen aus unserem Wissensgebiet hin.

Fortsetzung auf der III. Umschlagseite

551.510.528:551.511

(University of Washington, Seattle, Wash., U.S.A.)

The Laminar Structure of the Atmosphere and Its Relation to the Concept of a Tropopause[1]

By

Edwin F. Danielsen

With 29 Figures

Summary. The concept of a tropopause as a discontinuity surface, single or multiple, is shown to be a misleading oversimplification. It is misleading with respect to the actual thermal structure of the atmosphere and the exchange process or transport from troposphere to stratosphere. Original radiosonde records, reprocessed to preserve the observational details indicate many zones of large hydrostatic stability often separated by zones of neutral stability. By coordinating the analyses of vertical cross sections, isentropic charts and isentropic trajectories it was found that these zones of large stability have spatial and temporal continuity. (They have been called stable laminae to emphasize their large quasi horizontal extent and small vertical dimension.) The upper and lower boundaries of the laminae are characterized by a rapid variation in stability that may be considered discontinuous. These discontinuity surfaces, however, coincide with isentropic surfaces and extend from the stratosphere into the troposphere. Consequently there is no barrier to quasi horizontal flow, i. e., no barrier to flow from stratosphere to troposphere and vice versa with attendant transfer of heat, moisture and radioactive contaminants. It is proposed that the tropopause be defined in terms of large scale average thermal properties calculated from the detailed soundings by a weighted running mean. The tropopause is defined as a barotropic surface, not a discontinuity surface, above which the average stability is large and the average baroclinity negative and below which the average stability is small and the average baroclinity is positive. On the soundings this represents the envelope that joins the smoothed soundings and in space the highest elevation reached by the isentropic surfaces in the potential temperature range enclosed by the envelope.

Zusammenfassung. Es wird gezeigt, daß die Vorstellung von der Tropopause als einer einfachen oder mehrfachen Diskontinuitätsfläche in der Atmosphäre eine übermäßige und sogar irreführende Vereinfachung ist. Sie ist

[1] Contribution No. 44, Department of Meteorology and Climatology, University of Washington.

irreführend in bezug auf den wirklichen thermischen Aufbau und die Austausch- und Transport-Prozesse zwischen Troposphäre und Stratosphäre. Die verwendeten Original-Radiosondenaufstiege wurden neuerlich ausgewertet, um ein Maximum an Details zu erhalten. Es zeigte sich das Vorhandensein vieler Zonen von großer hydrostatischer Stabilität, welche oft durch Zonen von indifferentem hydrostatischem Gleichgewicht getrennt sind. Die zusammenfassende Betrachtung vertikaler Schnitte, isentropischer Karten und isentropischer Trajektorien ergab, daß diese Zonen großer Stabilität räumliche und zeitliche Kontinuität besitzen (sie werden „stabile Schichten" genannt, um ihre große quasi-horizontale und kleine vertikale Erstreckung zu betonen). Die oberen und unteren Grenzen dieser Schichten sind durch eine rasche Änderung der Stabilität gekennzeichnet, welche als diskontinuierlich bezeichnet werden darf. Die Diskontinuitätsflächen korrespondieren jedoch mit isotropen Flächen und erstrecken sich von der Stratosphäre bis in die Troposphäre. Es besteht daher keine Schranke für eine quasi-horizontale Luftbewegung, d. h. die Strömung und der damit verbundene Transport von Wärme, Wasserdampf oder radioaktiven Partikeln kann ungehindert von der Stratosphäre in die Troposphäre (und umgekehrt) verlaufen. Es wird vorgeschlagen, die Tropopause auf Grund großräumiger Mittel thermischer Größen zu definieren, welche aus detaillierten Radiosonden-Aufstiegen und fortlaufenden, gewogenen Mittelwerten zu berechnen wären.

Die Tropopause wird als eine barotrope Fläche definiert, nicht als eine Diskontinuitätsfläche, oberhalb welcher im Mittel große Stabilität und negative Baroklinität und unterhalb welcher im Mittel kleine Stabilität und positive Baroklinität herrschen. In den Aufstiegen wird dies durch jene Einhüllende dargestellt, welche die ausgeglichene Aufstiegskurve berührt, und im Raum durch die größte Höhe, welche von den isentropen Flächen in dem von der Einhüllenden eingeschlossenen Bereich der potentiellen Temperatur erreicht wird.

Résumé. L'auteur montre que le schéma classique de la tropopause formée d'une ou de plusieurs surfaces de discontinuité n'est qu'une simplification trompeuse en ce qui concerne sa structure thermique réelle et les processus d'échange entre la troposphère et la stratosphère. Les radio-sondages fournissent aujourd'hui de nouveaux détails et révèlent la présence de nombreuses zones de grande stabilité hydrostatique souvent séparées par des couches d'équilibre indifférent. Les sections verticales, les cartes d'isentropes et de trajectoires isentropes montrent que ces zones (appelées «couches stables» pour manifester leur grande extension quasi horizontale et leur faible épaisseur) de grande stabilité possèdent une continuité spatio-temporelle. Les limites supérieures et inférieures de ces couches sont caractérisées par une variation rapide de la stabilité qui doit être considérée comme discontinue. Toutefois les surfaces de discontinuité correspondent à des surfaces isentropes et s'étendent de la stratosphère dans la troposphère. Il n'y a donc pas d'obstacle à un mouvement quasi horizontal, c'est-à-dire que le courant et par conséquent le transport de chaleur, de vapeur d'eau ou de particules radioactives peut se faire librement de la stratosphère à la troposphère ou vice-versa. On propose de définir la tropopause d'après des valeurs moyennes de grandeurs thermiques que l'on calculerait à partir de sondages détaillés et de moyennes convenables. La tropopause est une surface barotrope et non une surface de discontinuité, au-dessus de laquelle règne en moyenne une grande stabilité et une baroclinité négative, et au-dessous de laquelle il y a peu de stabilité et une baroclinité positive. Sur les courbes

d'état cela s'exprime par son enveloppe tangente, et dans l'espace par l'altitude la plus grande atteinte par les surfaces isentropes à l'intérieur du domaine de température potentielle délimitée par cette enveloppe.

1. Introduction and Historical Review

Introduction. Recent developments have effected the need for a re-examination of the concept of atmospheric discontinuity surfaces. The radioactive material carried into the upper atmosphere with each explosion of an hydrogen bomb is a potential hazard to man. The known transport of radioactivity from the upper atmosphere to the earth's surface challenges the concept of a thermal division of the atmosphere into troposphere and stratosphere by a tropopause. The success of the atmospheric models used in numerical integration in predicting the movement and development of pressure systems without recourse to frontal surfaces is also a serious challenge to the significance of discontinuity surfaces.

Meteorologists consider the atmosphere to be divided into a troposphere and a stratosphere but there is a lack of unanimity concerning the manner of transition from one to the other. The conceptions of the transition range from a continuous discontinuity surface (tropopause) which is thought to fold in certain wind fields, to two "break lines" in an otherwise continuous tropopause, to a staggered series of partially overlapping discontinuity surfaces (foliated or multiple tropopause), to a zone of transition with or without discontinuities of lapse rate (tropopause zone). The differences between these concepts are matters of detail but logical extensions based on them lead to significantly different results.

This paper, which presents a unified concept, is an outgrowth of an extensive study to ascertain the structure and evolution of discontinuity surfaces at the transition between troposphere and stratosphere over the United States and southern Canada. A three-dimensional grid of vertical cross sections combined with the pressure topography of the isentropic surfaces and carefully computed isentropic trajectories revealed the futility of selecting a tropopause from the individual soundings by conventional methods. Spatial and temporal inconsistencies were unavoidable indicating a very erratic atmosphere or an insufficiency in the data.

The source of the difficulties was traced to the use of the processed radiosonde data. When the original radiosonde traces were received (they are filed for a year and then destroyed) several were reprocessed by determining the temperature and pressure of each contact (about 120 measurements from 1000 to 100 mbs). These detailed soundings revealed many stable layers which were averaged out when processed by the radiosonde operators. Variations in lapse rate that would appear to be random on individual soundings were found to be related in space and time. The apparent continuity of each of the stable layers, each of which could be considered bounded by discontinuity surfaces, alters the significance of an individual surface and suggests the need for a definition of the tropopause based on a smoothed temperature profile. The continuity will be demonstrated and a definition developed after a brief

historical survey of tropopause concepts followed by an evaluation of all relevant errors and a discussion of methods in the present analyses.

Historical Review. Prior to the systematic and extensive probing of the atmosphere by meteorographs and radiosondes the thermal structure of the atmosphere had to be deduced from surface charts, a few scattered balloon and meteorograph ascents and mountain observations. On the

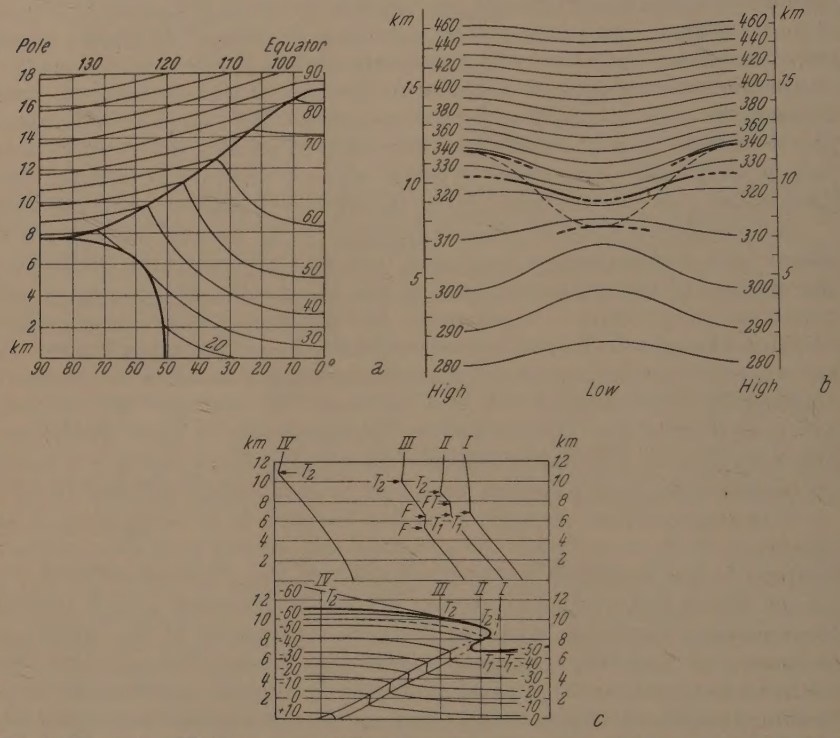

Fig. 1. Concepts of Tropopause. *a)* Continuous tropopause — J. BJERKNES. *b)* Leaf-like tropopause — E. PALMÉN. *c)* Folded tropopause — J. BJERKNES and E. PALMÉN

basis of this evidence the atmosphere was thought to be subdivided by thermal boundaries or discontinuity surfaces.

When serial ascents were made in Europe during the late twenties and early thirties the concept of frontal and tropopausal surfaces had been accepted. A major objective of the analysts was to locate these surfaces by means of vertical time sections and actual space cross sections. Since many changes in lapse rate, i. e., many stable layers, were observed on each ascent the method of selecting the "true" surface was necessarily subjective.

Reproduced in Fig. 1 are schematic diagrams of three concepts of the tropopause published during this period that have had wide appli-

cation in subsequent cross section analyses and tropopause charts. Fig. 1*a* is the continuous tropopause supported by J. BJERKNES's work [*1*], 1932. The one surface extends from pole to equator with a gradient of potential temperature along the surface. The polar front was thought to span the troposphere to merge with the tropopause at high latitudes. The "leaf-like" or multiple tropopause proposed by PALMÉN [*2*], 1933, Fig. 1*b*, was thought to result from the deformation fields associated with cyclogenesis and anticyclogenesis. New quasi-isentropic discontinuity surfaces were believed to form below and above the old tropopause while the old tropopause disappeared. After intense cyclogenesis the term tropopause "funnel" was used to describe the symmetry of the leaf-like structure around the vortex center. In contrast to the continuous tropopause this concept allows for a mass interchange between troposphere and stratosphere when the new discontinuity surfaces are formed. The third concept, the folded tropopause, Fig 1*c*, was published by BJERKNES and PALMÉN [*3*] in 1937. Here the base and top of a stable layer and the base of the next higher stable layer were thought to represent the same folded discontinuity surface. The maximum gradient of potential temperature along the tropopause would then be found at the fold. The boundaries of the polar frontal zone were considered to approach the fold but were not contiguous with it.

Support for the multiple and folded tropopause was offered by SAWYER [*4*] in 1954 based on tropopause charts analysed at six hour intervals for the European area during May 1949. The tropopause level selected by the Meteorological Office was used as a basis for the analysis but adjustments were made when approximate trajectories indicated the soundings were discordant with the requirements of continuity. If two or more discontinuities of lapse rate existed that which gave better continuity was accepted as the tropopause. Even with these adjustments he concluded that the tropopause could not be regarded as a continuous surface. Discontinuities or "break lines" developed, some by folding others by an apparent development of a discontinuity in lapse rate at a new level which subsequently became the dominant discontinuity. Potential temperature was approximately conserved at both levels during the process.

The cross sections of BJERKNES and PALMÉN set the standards for most subsequent analyses. Drawn in heavy lines the discontinuity surfaces dominate the cross section often obscuring the indefinite character of the variation in thermal gradients. MCCLAIN and DANIELSEN [*5*], departing from the conventional methods, analysed latitudinal cross sections without delineating discontinuity surfaces. The emphasis was placed on the thermal field itself. Potential isotherms were analysed for every two degrees so that the magnitude of the baroclinity and the vagueness or distinctness of the thermal structure was evident. Their analyses indicate that the structure is more complex than conventional analyses would imply and that over large areas to locate a tropopause surface would be difficult if not an imposition.

Quite the opposite view is taken by DEFANT and TABA [*6*] in dis-

cussing a hemispheric analysis of the tropopause. They found it easy in most cases to select the tropopause level. In their opinion two break lines, the polar and subtropical, associated with the polar front jet and subtropical jet clearly separate the tropopause into three zones. A careful comparison of the data to their sweeping statements reveals many inconsistencies. One wonders whether three or four break lines could not be equally demonstrated.

A model that incorporates discontinuities in both the temperature gradients and wind shears has been proposed by REED and DANIELSEN [7] for connecting high level frontal boundaries to the tropopause. The lower frontal boundary is continuous with the lower tropopause; the upper boundary follows the isentropic wind maximum to join with the higher tropopause. This separates areas of large potential vorticity (stratosphere and frontal zone) from small potential vorticity (troposphere). On the assumption that potential vorticity is a quasi-conservative property it was concluded that the most likely explanation for the high-level front is a folding of the tropopause. The model was derived from and applies to cases of strong high-level fronts.

2. Error Analysis and Method

The arguments to be presented in the following chapters are based on the coordinated analyses of isentropic charts, vertical cross sections and isentropic trajectories. Isentropic charts were prepared for the 290–350° K range in potential temperature at intervals of 10° K. Plotted on each of the seven surfaces were the stream functions and wind vectors, the pressures and wind shear vectors. The accuracy of the trajectories depends directly on the accuracy of stream functions, whose gradients determine the geostrophic winds, and the wind vectors. The accuracy of the pressure topography of the isentropic surfaces, which in turn affects the accuracy of the cross section analyses in the interval between radiosonde stations, rests on the reliability of the wind shear vectors and their justification as thermal wind vectors. The sources, magnitudes and possible elimination or reduction of errors in these quantities will therefore be established prior to a presentation of the case studies.

Reduction of Error in Computation of Isentropic Stream Function. By definition the isentropic stream function is

$$\Psi_\theta \equiv c_p T_\theta + g Z_\theta, \tag{1}$$

where c_p is the specific heat at constant pressure, g the acceleration of gravity, T_θ and Z_θ the temperature and height of the isentropic or potential temperature surface. The stream function is viewed with suspicion by many meteorologists because it must be known to four significant figures if the geostrophic wind is to be reliably determined. This means that the temperature must be known to the tenths of a degree and the height to tens of meters, which may seem untenable. Actually Ψ_θ can be calculated with an accuracy that can approach that obtained in the determination of the geopotential, Φ_p, for a constant pressure surface.

The height, Z_θ, is obtained by partial integration of the hydrostatic equation from the pressure at the earth's surface, P_s, to P_θ,

$$Z_\theta = Z_s + \frac{R\overline{T}}{g} \ln \frac{P_s}{P_\theta}. \tag{2}$$

R is the gas constant for dry air and $\overline{T}$ is the mean temperature with respect to the logarithm of P.

If the error in Ψ_θ, determined by substituting eq. (2) into eq. (1) and forming the differential,

$$\Delta \Psi_\theta = g \Delta Z_s + R \ln \frac{P_s}{P_\theta} \Delta \overline{T} + R \overline{T} \frac{\Delta P_s}{P_s} + \left[c_p \Delta T_\theta - R \overline{T} \frac{\Delta P_\theta}{P_\theta} \right] \tag{3}$$

is compared to the error in Φ_p

$$\Delta \Phi_p = g \Delta Z_s + R \ln \frac{P_s}{P} \Delta \overline{T} + R \overline{T} \frac{\Delta P_s}{P_s}, \tag{4}$$

it is apparent that the first three terms of eq. (3) have their counterpart in eq. (4) but the terms in the bracket are additional sources of error. If T_θ and P_θ are determined independently, as was done when the U. S. Weather Bureau transmitted the stream functions during early 1940's, the errors may add to produce unusable values. But for a given θ-surface P_θ and T_θ are related by Poisson's equation. Introducing this equation reduces the terms in the bracket to

$$\left[(T_\theta - \overline{T}) R \frac{\Delta P_\theta}{P_\theta} \right]. \tag{5}$$

This error can be made vanishingly small by computing the stream function near the earth's surface, but even in mid-atmosphere the error is insignificant. For example, an error in pressure of 2 mbs at 500 mbs combined with a 10° K temperature difference produces an error of only 1.15×10^5 cm^2 sec^{-2}. On the other hand, an independent error in temperature of only 0.2° K combined with a 2 mbs pressure error could produce, as shown by eq. (3), an error of 5×10^6 cm^2 sec^{-2} which is detrimental to analysis. Since a difference in the stream function of 6×10^6 cm^2 sec^{-2} corresponds to a difference in height of a pressure surface of 200 ft the seriousness of this error is appreciated.

In this study, since seven or more isentropic surfaces were used, it was convenient to use eq. (1) to compute the stream functions for the 300 and 320°K surfaces and to generate the others from these with the integrated form of the transformed hydrostatic equation

$$\Psi_{\theta_2} = \Psi_{\theta_1} + c_p \overline{T} \ln \frac{\theta_2}{\theta_1}, \tag{6}$$

where $\overline{T}$ is the mean with respect to the logarithm of θ. If Ψ_{θ_1} is known,

the only source of error is in $\bar{T}$. For $\theta_2 - \theta_1 = 10°$ K and $\Delta\bar{T} = 1°$ K the error is of the order of 10^5 cm^2 sec^{-2}.

Instrumental Errors in Wind Vector. To determine the accuracy of the computed wind vectors it is advantageous to first consider the errors imposed by the measuring equipment itself. After the magnitudes of these unavoidable errors are established the errors introduced by the conventional methods of computation will be considered.

The equipment currently in use in the United States measures directly the azimuth and elevation angles of the radiosonde transmitter while the height above ground must be computed from the height and elevation angle. The total error in the wind is therefore a function of the errors in two consecutive heights, azimuth and elevation angles. Equations expressing this error for observations on a flat earth were published recently by H. M. DE JONG [8]. His equations are readily extended for observations on a curved earth.

The distance out, d, expressed in terms of ε, the elevation angle, and $x = h/R$, the ratio of the height to the earth's radius, is

$$d = R\left[\cos^{-1}\left(\frac{\cos\varepsilon}{1+x}\right) - \varepsilon\right]. \tag{7}$$

The differential can be shown to be approximated by

$$\delta d = -\frac{h}{\sin^2\varepsilon}\left(1 - \frac{3}{2}\frac{x}{\sin^2\varepsilon}\right)\delta\varepsilon + \operatorname{ctn}\varepsilon\left(1 - \frac{x}{\sin^2\varepsilon}\right)\delta h \tag{8}$$

with an accuracy of 4 and 3 significant figures for the respective coefficients of $\delta\varepsilon$ and δh. With the aid of eq. (8) the r. m. s. (root mean square) error in speed, m_v, becomes

$$m_v = \frac{1}{\tau}\left[\sum_{i=1}^{2}\left\{d_i^2\sin^2(\Phi-\alpha_i)\,m_\alpha^2 + \frac{h_i^2}{\sin^4\varepsilon_i}\left(1-\frac{3}{2}\frac{x}{\sin^2\varepsilon_i}\right)^2\cos^2(\Phi-\alpha_i)\,m_\varepsilon^2 + \right.\right.$$
$$\left.\left. + \operatorname{ctn}^2\varepsilon\left(1-\frac{x}{\sin^2\varepsilon_i}\right)^2\cos^2(\Phi-\alpha_i)\,m_h^2\right\}\right]^{1/2} \tag{9}$$

where τ is the time interval between observations $i = 1$ and 2, Φ the angle between the wind vector and some reference line and α_i the angle between the distance-out vector and the reference line (azimuth angle). $m_{\alpha,\ \varepsilon,\ h}$ are the r. m. s. errors in azimuth angle, elevation angle and height. The r. m. s. error in wind direction, m_Φ, becomes,

$$m_\Phi = \frac{1}{v\tau}\left[\sum_{i=1}^{2}\left\{d_i^2\cos^2(\Phi-\alpha_i)\,m_\alpha^2 + \frac{h_i^2}{\sin^4\varepsilon_i}\left(1-\frac{3}{2}\frac{x}{\sin^2\varepsilon_i}\right)^2\sin^2(\Phi-\alpha_i)\,m_\varepsilon^2 + \right.\right.$$
$$\left.\left. + \operatorname{ctn}^2\varepsilon\left(1-\frac{x}{\sin^2\varepsilon_i}\right)^2\sin^2(\Phi-\alpha_i)\,m_h^2\right\}\right]^{1/2} \tag{10}$$

where v is the wind speed. When $R \to \infty$ eqs. (8), (9) and (10) reduce to DE JONG's.

If $m_\alpha = m_\varepsilon$ the error in the magnitude of the position vector exceeds its angular error such that the maximum error in wind speed occurs when the balloon moves in the direction of the observation ($\Phi - \alpha_i = o, \pi$) while the maximum error in wind direction is produced by a movement normal to this direction. The magnitudes of these maximum errors in wind speed for a range of values of height and distance out are given in Table 1. Used in the calculations were $m_\alpha = m_\varepsilon = 0.06°$, $m_h = 20$ m and $\tau = 2$ min. This angular error, listed by R. Leviton [9] for the U. S. rawin equipment, is half the errror used by De Jong for the Decca W. F. 1.

Table 1. *Maximum r. m. s. in wind speed as a function of height, h, and distance-out, d, over a curved earth for a two minute average*

h (km)	10	30	50	70	100	d (km)
10	0.3	1.4	3.2	5.8	below critical angle	
20	0.2	0.9	1.8	3.2	5.9	
30	0.3	0.7	1.4	2.3	4.2	m sec^{-1}

These errors are also equal to the maximum errors in wind direction times the wind speed, since $m_v\,(\Phi - \alpha_i = 0) = m_\phi\, v\left(\Phi - \alpha_i = \frac{\pi}{2}\right)$. For a speed of 10 m sec^{-1} m_ϕ ranges from 1 to 34° and decreases inversely with v. The directional errors are serious for a light wind, low elevation angle and a wind normal to the direction of observation. Fortunately this is an improbable combination. A sustained turning of the wind with height which may result in a wind at right angles to its position vector occurs most frequently in the lower atmosphere where a low elevation angle and high wind speed or vice versa are most probable. The directional errors are then at the lower end of the above range. Also, quite frequently the wind maintains the same direction with height so the directional errors are a minimum. Table 2 gives these errors for several distances-out.

Table 2. *R. m. s. errors in wind direction as a function of wind speed, v, and distance-out, d, when speed errors is a maximum*

		10	50	100	d (km)
v (m sec^{-1})	10	24 min.	2 deg	4 deg	
	20	12 min.	1 deg	2 deg	

With the aid of these tables and the hodographs the magnitudes of the errors in direction and speed can be deduced for each observation but in general the errors in speed are from 0.5 – 4 m sec^{-1} and the errors in direction from 0.5–4°, excluding from the latter speeds less than 10 m sec^{-1}.

Computational Errors in Wind Vector and a Method of a Smoothing Hodographs. Errors that occasionally greatly exceed the above values

are produced by the method with which the winds are computed in the field. Working under the pressure of a tight schedule the rawin operators

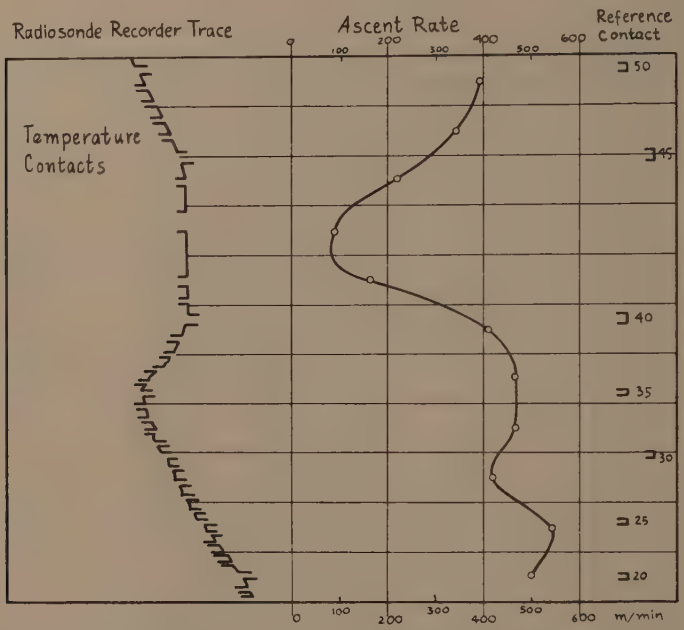

Fig. 2. Variations in balloon ascent rate determined from the radiosonde recorder trace at Ely, Nevada, 15.15 GMT, 27 March, 1956

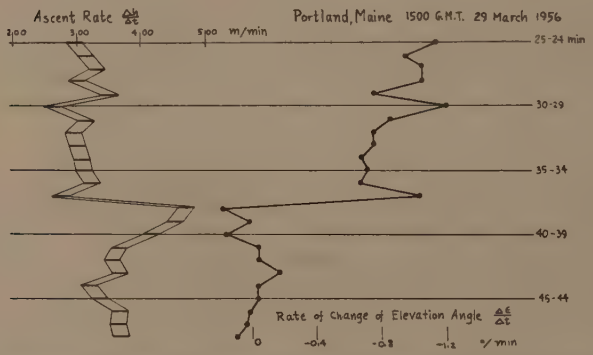

Fig. 3. A comparison of ascent rate and rate of change of elevation angle at Portland, Maine, 15.00 GMT, 29 March, 1956

may easily misread the distance-out from the complicated graphs which give the distance-out over a curved earth as a function of height and elevation angle. The heights used in entering the graphs are also subject to

errors as large as 100–150 km. They are interpolated, at integral minutes, from a height-time graph consisting of straight line segments between the heights at every fifth pressure (reference) contact. The reference heights themselves are interpolated from a pressure-height graph of straight line segments between the heights at the mandatory levels. This method is crude when the balloon's ascent rate is uniform between reference contacts and it becomes very crude when its ascent varies rapidly.

An example of a large change in ascent rate of a radiosonde balloon is shown in Fig. 2. Temperature contacts, whose lengths are inversely proportional to ascent rates because the chart feeds out at a constant rate, are on the left; reference contacts on the right. Between these is the one minute average ascent rate drawn in a heavy continuous line. It varies from a maximum of 546 m min^{-1} (25th contact — 725 mbs) to an 89 m min^{-1} minimum (42nd contact — 545 mbs) with a large oscillation between the 40th and 45th contacts[1]. Variations of this type, although not of this magnitude, were observed on the majority of the ascents through the complete range of elevations with no apparent synoptic organization.

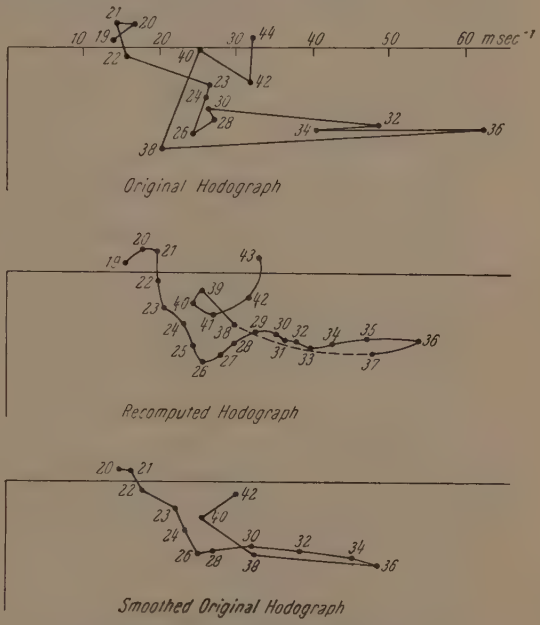

Fig. 4. Hodographs for Portland, Maine, 15.00 GMT, 29 March, 1956

An analysis of many cases indicated that the variations in ascent rate were concurrent with variations in the rate of change of elevation angle. As can be seen in Fig. 3 for Portland, Maine, when the rate of decrease of elevation angle is large the ascent rate is small and vice versa. Note that the sign of the abscissa has been reversed on the elevation angle curve so that in both curves, values to the right of zero contrib-

[1] During the deceleration the relative humidity decreased from 50% to mb. It can not therefore by attributed to icing. A study of the differential equation for the balloon also eliminated buoyancy unless the ascent rate is unstable because of a rapidly varying drag coefficient. In the absence of an adequate knowledge of the balloon's drag coefficient it is not proper to assume that the variations in ascent rate are due to variations in the relative velocity of the air and balloon, hence a measure of the vertical velocity of the air.

ute to a positive rate of change of distance-out, see eq. (8). A large contribution to the horizontal velocity by the first term of eq. (8) is associated with a small contribution by the second term. It is clear therefore that if a crudely computed "average" ascent rate is combined in computation with the observed rate of change of elevation angle, oscillations in speed and direction will be produced. The hodograph for Portland, Maine at the top of Fig. 4 exhibits these irregularities. (The winds were plotted from the Weather Bureau computation form where they are given to the nearest degree and tenths of a meter per second.)

Directly beneath it is a recomputed hodograph where the variations in ascent rate, computed as accurately as the data permits, have been incorporated. This hodograph is notably smoother. It is of particular relevance to this study that the extremely erratic shear vectors of the original hodograph were products of computational inaccuracies. This was also true for each hodograph that was recomputed.

Time did not permit a recomputation of the more than 500 hodographs used. The alternative was to smooth the hodographs. Of the methods tested the best results were obtained from a running weighted three vector mean with binomial coefficients,

$$\bar{V}_{2w} = .25\,V_1 + .5\,V_2 + .25\,V_3 = \bar{V}_2 + \frac{1}{4}(V_2 - \bar{V}_2). \tag{11}$$

$\bar{V}_{2W}$ is the weighted mean vector and $\bar{V}_2$ is the linear mean, i. e. the midpoint of the triangle formed by the head of vectors V_1, V_2 and V_3. The hodograph for Portland smoothed by this method is at the bottom of Fig. 4. All the speed errors have been reduced and the shear vectors greatly improved.

Justification of Wind Shear Vectors as Thermal Wind Vectors. As mentioned earlier the wind shear vectors were used as an aid to determine the pressure topography of the isentropic surfaces. With the present radiosonde network a thermal vector is essential to the removal of ambiguities in the scalar field. The main requirement is to know the direction of the isobar (isotherm) at each station. If vectors are available at several surrounding stations it is usually sufficient if these vectors are accurate to within $\pm$ 20°.

A thermal vector for the isentropic surface is contained in the partial derivative with respect to θ of the equation of motion,

$$\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\frac{d\,V_H}{d\,t}\right) + f\left(\boldsymbol{k}\times\frac{\partial\,V_H}{\partial\theta}\right) = -\frac{\partial}{\partial\theta}\nabla_H\,\Psi_\theta = \begin{cases} -\dfrac{c_p}{1000^{\kappa}}\nabla_H\,P_\theta{}^{*} \\ -\dfrac{c_p}{\theta}\nabla_H\,T_\theta \\ +\dfrac{g}{\theta}\left[\nabla_H\,Z_\theta - \nabla_H\,Z_p\right]. \end{cases} \tag{12}$$

V_H is the horizontal component of velocity, f the vertical component of the earth's angular velocity, $\boldsymbol{k}$ a unit vector in the vertical, $\varkappa = R/c_p$

and ∇_H the horizontal del operator that operates on the values of Ψ, T, P and Z at constant θ. This equation reduces to the "thermal wind" equation when the first term is zero. Since the first term can vanish when $dV_H/dt \neq 0$ it is clear that the thermal wind equation is not restricted to geostrophic winds. If the right side of eq. (12) is expressed in terms of the geostrophic wind, V_g, by the identity

$$-\frac{\partial}{\partial\theta}\nabla_H\Psi_\theta \equiv f\boldsymbol{k}\times\frac{\partial \boldsymbol{V}_g}{\partial\theta}, \tag{13}$$

then the usefulness of eq. (12) for determining the orientation of the isobars can be studied by solving for the angle between the wind shear vector and the geostrophic wind shear vector.

In Fig. 5 let V_1 and V_2 be the winds at θ_1 and θ_2 that forms angles η_1 and η_2 with the geostrophic winds V_{1g} and V_{2g}. If the geostrophic winds turn through an angle ξ from θ_1 to θ_2 then β, the angle between the shear vectors, is

$$\beta = \tan^{-1}\left[\frac{\frac{V_1}{V_{1g}}\sin(\xi-\eta_1)-\frac{V_2}{V_{2g}}\sin(\xi+\eta_2)+\frac{V_1}{V_{2g}}\sin\eta_1+\frac{V_2}{V_{1g}}\sin\eta_2}{-\frac{V_1}{V_{1g}}\cos(\xi-\eta_1)-\frac{V_2}{V_{2g}}\cos(\xi+\eta_2)+\frac{V_1}{V_{2g}}\cos\eta_1+\frac{V_2}{V_{1g}}\cos\eta_2}\right]. \tag{14}$$

If the winds are geostrophic then of course $\beta = 0$. If the winds are gradient, i. e. $\eta_1 = \eta_2 = 0$ and $V_1 \neq V_{1g}$, $V_2 \neq V_{2g}$ then equation (14) reduces to

$$\beta = \tan^{-1}\left[\frac{\left(\frac{V_1}{V_{1g}}-\frac{V_2}{V_{2g}}\right)\sin\xi}{\frac{V_2}{V_{1g}}+\frac{V_1}{V_{2g}}-\left(\frac{V_1}{V_{1g}}+\frac{V_2}{V_{2g}}\right)\cos\xi}\right]. \tag{15}$$

β is again equal to zero when the ratio of wind speed to the gradient wind speed is the same at the two levels. If $\eta_1 = \eta_2 = \eta$ and $V_1/V_{1g} = V_2/V_{2g}$ then it can be shown that $\beta = \eta$ which is usually of the order of 10°. At most points in the atmosphere one of the above three conditions is closely approximated suggesting that $|\beta|$ is often $< 10°$.

The above arguments refer to the actual wind vectors and their shears. If the shears are determined from a smoothed hodograph it is reasonable to consider $|\beta|$ often $< 20°$. The shear vectors of the conventionally computed unsmoothed hodographs are usually too inaccurate to be used especially for small values of $\theta_2 - \theta_1$.

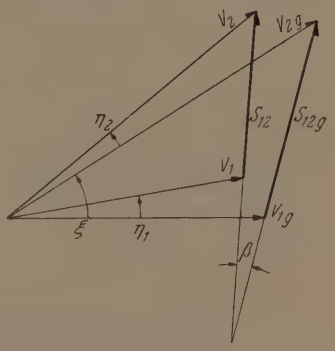

Fig. 5. Angle between geostrophic and actual wind shears

Computation of Trajectories. To compute the trajectories displacements were first made parallel to the stream function on two consecutive

charts at a constant initial speed. If at the end of the trajectory this speed was inconsistent with the isotachs a new displacement was made at a suitable angle to the stream function to account for the change in speed. This process was repeated until the initial and final speeds were in agreement with the two analyses. If the wind vector made a large angle with the stream function the displacements were computed vectorially for hourly intervals.

For the 320 — 350° K surfaces the twelve hour interval between charts was considered adequate to compute the trajectories, but for the 290, 300 and 310° K surfaces the trajectories were much more complex. To improve their accuracy the isentropic charts at the intermediate times, 09.00 and 21.00 GMT were prepared. In the area considered about half of the stations made observations at these times. For each of the remaining stations a value of the stream function was taken from individual time profiles of the stream function. Care was taken to make these profiles consistent with the magnitude and time of passage of ridges and troughs.

3. Existence and Spatial Continuity of Stable Laminae

Radiosonde Errors that Affect the Measurement of Stability. The temperature soundings when computed from the original radiosonde records exhibit many rapid changes in stability. Lapse rates close to dry adiabatic are found below and above a narrow zone of high stability. The reality of these variations in stability depends on the accuracy of successive temperature measurements and therefore on the incremental temperature error of the radiosonde, which is considerably smaller than the absolute error.

The main sources of error are listed in the Air Weather Service Technical Report 105-133, "Accuracies of Radiosonde Data," Sept., 1955. Seven sources of error are considered which contribute to a total standard deviation of $\pm$ 0.36° C. A value two to three times as large is considered applicable for a radiosonde in flight ($\pm$ 1° C is generally accepted as the absolute error). Most of the sources contribute to a systematic error, so when the interest is in the variations in lapse rate, these may be neglected. Of the errors listed the incremental error is assumed to be produced by the stability of the ground equipment and the readability of the recorder chart and the temperature evaluator. These combine to produce a total incremental error of $\pm$ 0.2° C. The striking similarity between variations in lapse rate at adjacent stations supports an error of this magnitude.

Examples of Stable Laminae and Their Spatial Continuity. To demonstrate the existence and spatial continuity of stable laminae we shall examine soundings and cross sections prepared from the original radiosonde records. The observations were made at 03.00 GMT, 27 March, 1956 at stations in western United States. The emphasis here is on the laminae of 1000 feet or less in depth, through which the potential temperature change is of the order of three to five degrees. These are in the critical

range where they may or may not be coded by the radiosonde operators. In Fig. 6 detailed soundings for Oakland, California (493) and Long Beach, California (297) are plotted on a skew T log P diagram. Each dot represents a measurement computed from the top (termination) edge

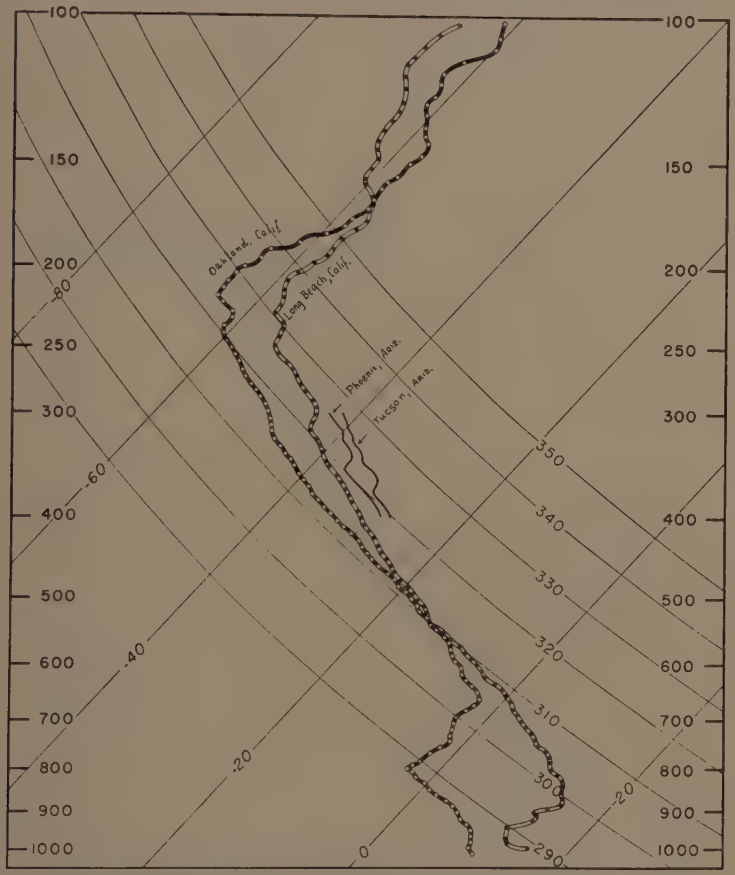

Fig. 6. Detailed soundings for Oakland and Long Beach, California and portions of soundings for Phoenix and Tucson, Arizona, 03.00 GMT, 27 March, 1956. Each dot represents a temperature observation as computed from the original radiosonde records

of each temperature contact. Additional details were determined from the variation within the trace segments of the individual contacts. Attention is directed to the isothermal layer on the Oakland sounding (white dots connected with a black line) from 320.5 to 324.5° K (potential temperature) centered at 232 mb and the similar layer at Long Beach from 320 to 320.5° K with a central pressure of 305 mbs. (For the balance of the paper all temperatures expressed in degrees Kelvin will refer to

potential temperature.) Segments of the Phoenix (278) and Tucson (274), Arizona, soundings indicate a similar layer at a still higher pressure and lower elevation. At each station the lapse rate above and below the layer is very close to dry adiabatic for about 1000 feet. The consistency of these observations is strong evidence for the existence of a stable lamina, but there is no assurance that the stable lamina would be retained in the coded data. At each station the stable layer could be averaged with the neutral layers to produce an intermediate lapse whose temperatures would not deviate by more than $\pm$ 1° C from the actual. These are the limits required by the Weather Bureau, and therefore, it is a matter of chance whether laminae of this scale are coded or averaged with adjacent layers.

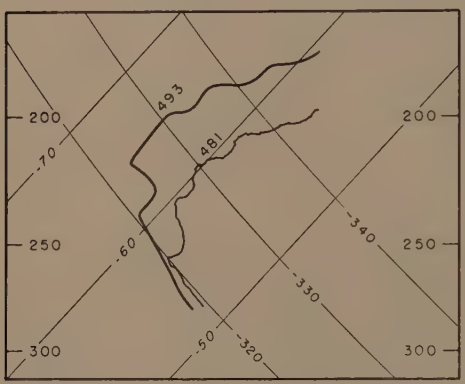

Fig. 7. A continuous temperature trace recorded at Merced, Calif. (481) and a portion of the Oakland, Calif. (493) sounding, 03.00 GMT, 27 March, 1957

Further evidence for their existence is offered by the sounding taken at Merced, California (481). The baroswitch failed after switching from the fifty-fifth reference contact to the next temperature contact. Until the equipment was shut off a continuous temperature trace was recorded. This trace gives temperature as a function of time, so to determine temperature as a function of pressure the pressure versus time data were extrapolated. The upper portion of the trace is reproduced in Fig. 7 with a portion of the Oakland trace. The stable layers at Merced are about the same potential temperature as those at Oakland but all are at higher pressure. The wind shear at Oakland supports an east southeast slope for the isentropic surfaces in this range of potential temperature.

The spatial continuity of the stable laminae is best seen in a vertical cross section. In Fig. 8, which extends from Tucson, Arizona (274) to Seattle, Washington (793), the isentropes were drawn for every degree of potential temperature to permit a visual estimate of the variations in stability. The dots indicate the tropopause as coded by the radiosonde operators.

Several distinct stable laminae are evident that slope or oscillate in elevation in the plane of the cross section. The oscillations of adjacent laminae differ in amplitude and phase so that individual laminae widely separated (vertically) in one portion of the cross section merge to form a deep stable layer in another portion. As for example, the 321 to 324° K lamina, referred to earlier on the sounding, reaches a maximum elevation between Oakland and Medford where it merges with a 325 to 330° K lamina. The dots indicate that the base of the former was denoted the

tropopause at Medford while the base of the latter was the tropopause at Oakland. The deep stable layer that ascends from Medford to Seattle (290 to 308° K) may also represent the merger of two laminae (this is supported by soundings at several stations in the area), one from 290 to 299° K, the other from 300 to 308° K. The base of the 290° lamina was

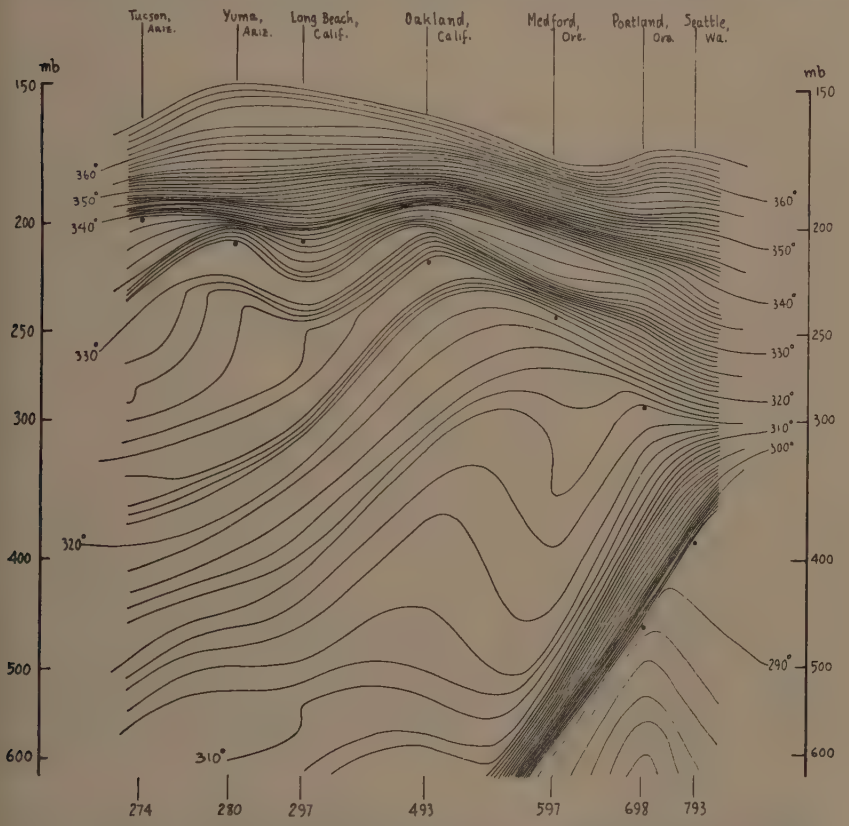

Fig. 8. Detailed vertical cross section from Tucson, Arizona to Seattle, Washington, 03.00 GMT, 27 March, 1956. The dots indicate the tropopauses coded by the radiosonde operators

the lower tropopause at Portland, Oregon, and the tropopause at Seattle, where the division between a troposphere and stratosphere is unambiguous.

It is evident in the cross section, however, that there is no simply connected discontinuity surface that separates the atmosphere into a troposphere and stratosphere. The individual laminae have more spatial continuity and probably more physical significance than a conventional tropopause whose location if objectively selected is dependent upon the relative separation of the laminae. As individual laminae separate, the tropopause jumps from the base of the lowest lamina to the base of the

next highest lamina. Where the laminae merge again, the tropopause drops back again (compare Tucson, Yuma and Longbeach). It would be misleading to connect these tropopauses with a discontinuity surface because the discontinuities (large curvature of temperature profile) follow the individual laminae and are isentropic. Introducing "break-lines" when the potential temperature at the tropopause changes by fifteen or twenty degrees is also misleading. Disregarding three five degree laminae is in principle equivalent to disregarding a fifteen degree lamina.

Perhaps the most important insight obtained from the detailed soundings and vertical cross sections is that the apparent discontinuities in temperature gradients are close to isentropic, i. e., the surfaces that form the base and top of the laminae coincide with isentropic surfaces. This means that air may flow isentropically from a region where the laminae are sufficiently close together so as to be classified as stratospheric air, to a region where the individual laminae are widely separated so as to be classified as tropospheric air. In other words, there is no tropopause barrier to mass interchange from stratosphere to troposphere and vice versa.

4. Stratospheric-Tropospheric Mass Interchange and Time Continuity of Laminae

Descent of Stable Laminae from Stratosphere to Troposphere. To demonstrate the air flow from stratosphere to troposphere a series of isentropic trajectories will be presented. Trajectories that terminated at Columbia, Missouri, at 15.00 GMT, 28 March, 1956, were traced upstream to determine the twelve and twenty-four hour sources. They were computed for the 290 to 350° K isentropic surfaces at 10° intervals. As can be seen in Fig. 19 the air in this range of potential temperature at Columbia was too dry to record relative humidity. Our interest is to determine the source of this dry air.

Surface Charts. Before discussing the isentropic charts and trajectories it will be helpful to review briefly the synoptic situation. At 12.30 GMT on the 28th two lows dominated the surface map, Fig. 9. Low I in northern Kentucky developed to the lee of the Rocky Mountains thirty-six hours earlier. It moved from southeastern Colorado to Kentucky at a uniform speed with gradual increase in its central pressure. Low II in southwestern Minnesota was the major vortex with blizzard conditions over Wisconsin, Minnesota and the Dakotas. It was not evident, however, as a vortex on the surface twelve hours earlier although cyclogenesis had already occurred on the 290° K surface. This cyclogenesis will be referred to again in relation to the trajectories.

Columbia, to the rear of the two lows, was in an area of rising pressure and decreasing cloudiness. To the southwest of Columbia the skies were clear, the dew points very low and visibility reduced by dust. Twelve hours earlier western Kansas, Oklahoma and northern Texas were having dust storms with strong northerly winds. Dew points as low as — 4° F

were then reported in western Kansas just as on this map in western Texas. Attention is directed to this dry air because it will serve as a check on the reliability of the 290° K trajectories.

290° K Isentropic Charts. Fig. 10–13 are the 290° K isentropic charts for 15.00 GMT, 27 March and 03.00, 09.00 and 15.00 GMT, 28 March, 1956. The analyses are limited southward because the isentropic surface intersects the earth's surface. Data are complete at the sixteen stations that made ascents

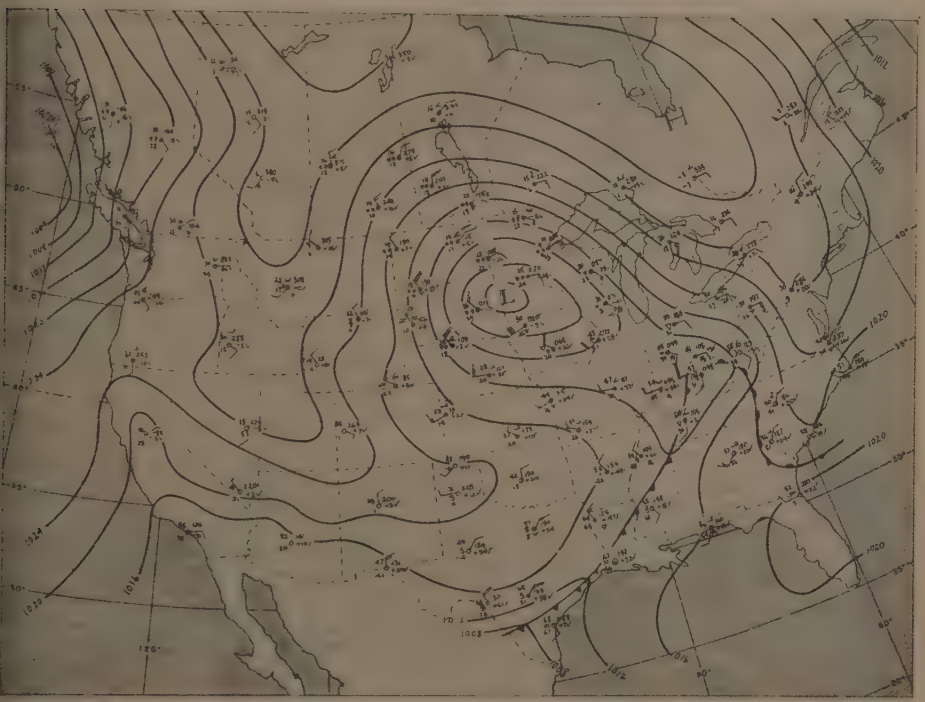

Fig. 9. Surface Chart, 12.30 GMT, 28 March, 1956

at 09.00 GMT; at the remainder only the interpolated stream functions are plotted. In addition to the stream function analyses, Figs. 10 and 11 also contain isotachs for every 5 m sec^{-1} drawn in a thin continuous line.

At 15.00 GMT, 27 March, Fig. 10, there were two distinct wind speed maxima. One of 25 m sec^{-1} in southwestern Idaho and the other of 20 m sec^{-1} in southern Saskatchewan, Canada. Between these maxima was a speed minimum of 5 m sec^{-1} along which the surface was at its highest elevation in the United States. Note the large angle between the wind and stream function at Great Falls, Montana.

In the next twelve hours, Fig. 11, there was a large increase in the kinetic energy on the 290° K surface associated with the rapid development of Low II in northern Nebraska and southern South Dakota. The

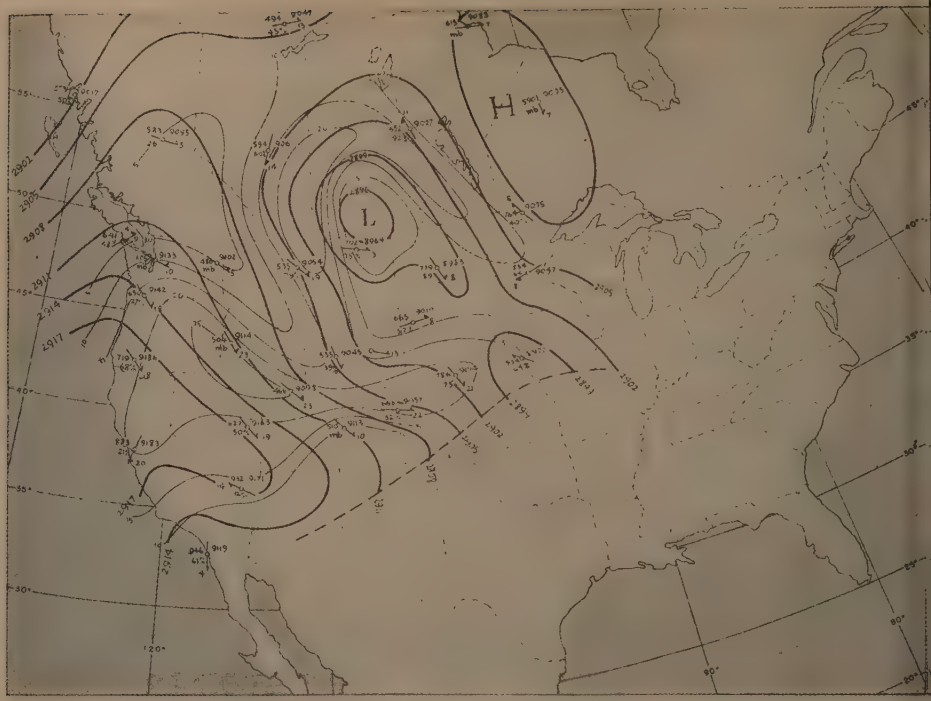

Fig. 10. 290° K Isentropic Chart, 15.00 GMT, 27 March, 1956

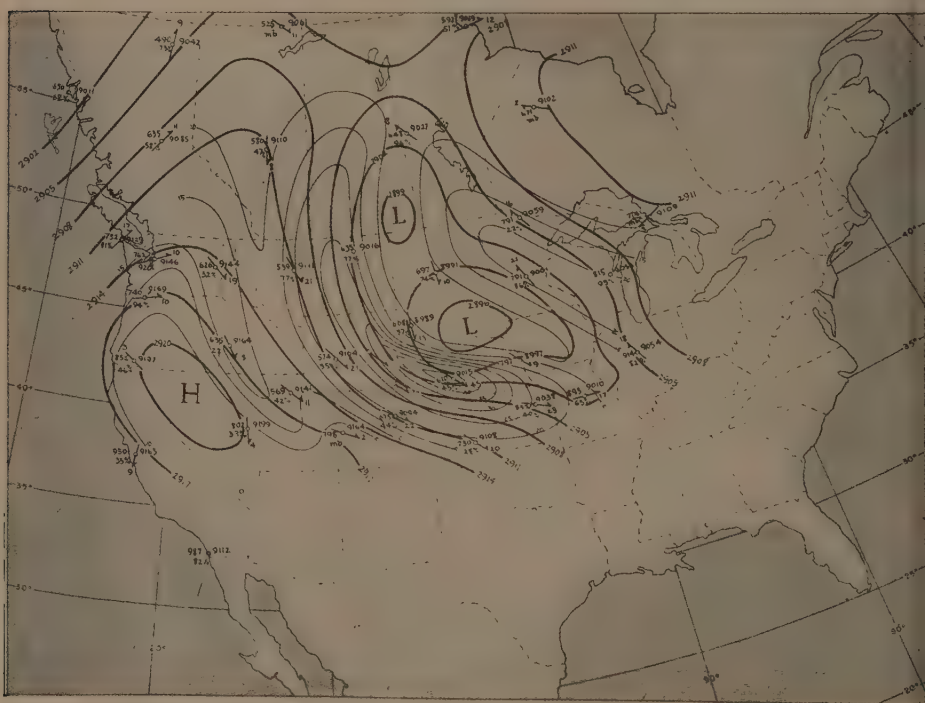

Fig. 11. 290° K Isentropic Chart, 03.00 GMT, 28 March, 1956

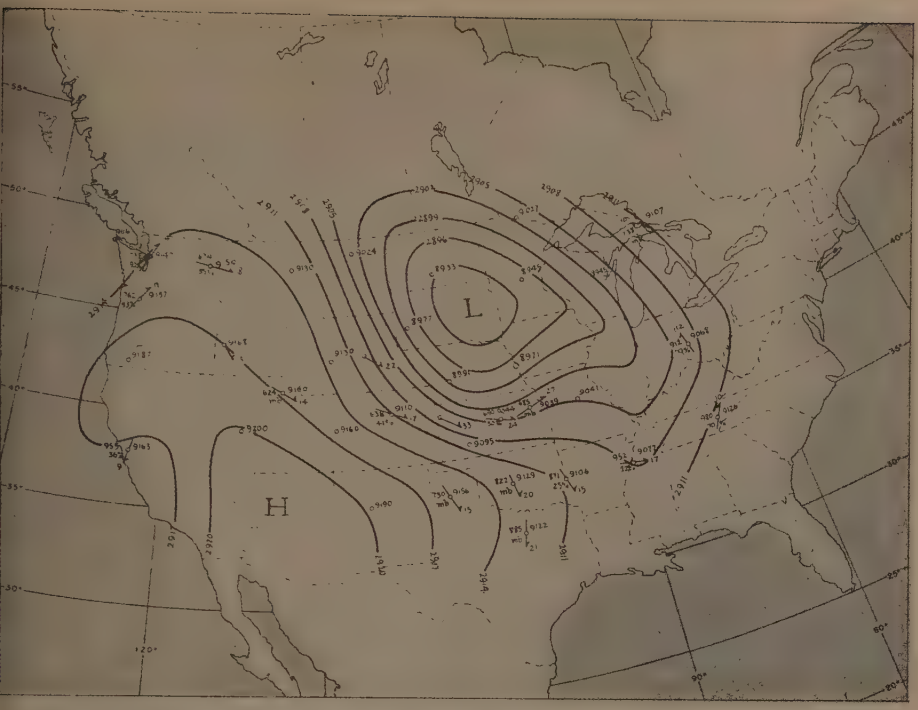

Fig. 12. 290° K Isentropic Chart, 09.00 GMT, 28 March, 1956

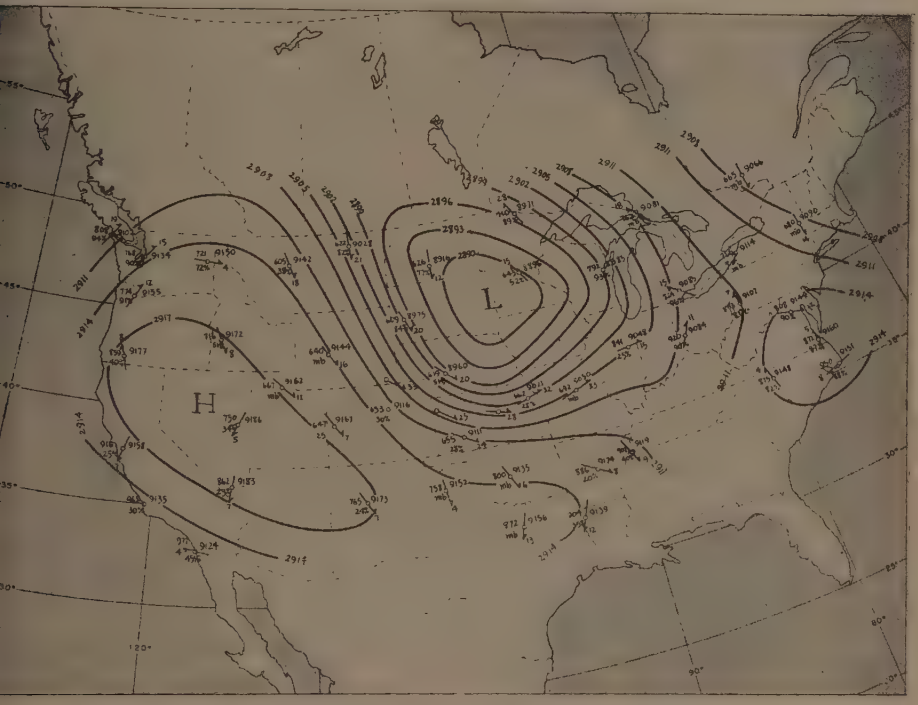

Fig. 13. 290° K Isentropic Chart, 15.00 GMT, 28 March, 1956

area inside the 20 m sec^{-1} isotach tripled and at North Platte, Nebraska a speed of 45 m sec^{-1} was reported. The winds at this station were recomputed and found to be correct. When trajectories were computed it was also found to be consistent with the previous large angle cross stream function flow at Great Falls. Speed accelerations were still indicated in Wyoming and Montana, Fig. 11, and in Colorado, Fig. 12. On the

Fig. 14. 290° K Isentropic Trajectories, 27 to 28 March, 1956

other hand, decelerating flow was indicated in Oklahoma and Texas, Figs. 12 and 13, where the air was too dry to record relative humidity.

Isentropic Trajectories. The shaded area in Fig. 14 shows the probable source for air at 290° K that arrived at Columbia at 15.00 GMT on the 28th. Within it the most probable trajectory is drawn in a dashed line along which the velocities and pressures are plotted at six hour intervals. Starting at the border of Idaho and Montana at 09.00 GMT on the 27th, at a speed of 5 m sec^{-1} at 440 mbs, the air descended and accelerated. At 03.00 GMT, 28th, the air had descended to 620 mbs and accelerated to 21 m sec^{-1}. At 09.00 GMT it was at 690 mbs moving at a speed of 29 m sec^{-1}. During the next six hours it travelled approximately horizontally and arrived at Columbia at 692 mbs with a speed of 33 m sec^{-1}. The entire trajectory was cyclonically curved.

To check on the reliability of this source area forward trajectories

were computed from Great Falls, Montana, and Boise, Idaho, starting at 15.00 GMT on the 27th. The trajectories were extraordinarily different. Air starting at Boise at 504 mbs moving towards 150° at 23 m sec^{-1} was definitely decelerated. The wind maximum referred to earlier from southwest Idaho to northern Utah disappeared completely in twelve hours. In this area the maximum temperatures indicate that an adiabatic lapse rate developed during the afternoon of the 27th at a temperature a degree or two above 290° K. Surface friction may therefore have played an important part in decelerating the air. If this was the case, the air moved into southern Utah where it became mixed with slow moving air from close to the ground. If on the other hand the deceleration was produced by cross stream function flow the trajectory must have curved anticyclonically into eastern Nevada. The probable trajectory must lie somewhere between the two limits indicated on Fig. 14. It can definitely be excluded as a possible source for Columbia, Missouri.

The air at Great Falls started at 535 mbs moving toward 131° at a speed of 19 m sec^{-1}. Its speed was rapidly increased because of the large initial angle (18°) between the wind vector and geostrophic wind vector. A speed of 37 m sec^{-1} was computed for 21.00 GMT. This increased to 40 m sec^{-1} in two more hours, but then the wind crossed the stream functions towards higher values (similar to the North Platte wind on Fig. 11), so that an anticyclonic trajectory and deceleration resulted. When the accelerations were large, as they were in this case, they were determined at one hour intervals from vector diagrams. This method lead to an anticyclonic trajectory for the air although the stream functions were curved cyclonically. The trajectory indicates that air from the 535 mb level at Great Falls descended to 700 mbs in northern Kansas and then continued to descend to 880 mbs in northern Texas at 15.00 GMT on the 28th. Initially the air had a mixing ratio of 0.45 g kg^{-1} and was close to saturation with respect to ice. At the end of the trajectory this was below the relative humidity measuring threshold of the radiosonde. Hodographs taken in southern Montana and northern Wyoming at 15.00 and 21.00 GMT on the 27th were terminated close to the 290° K level because of clouds. At the midpoint of the trajectory scattered altocumulus were reported slightly above the 290° K level and at the end of the trajectory the skies were clear except for scattered high cirrus. It is perhaps surprising that air dry enough to cause motor-boating could have been saturated twenty-four hours earlier.

Because of the uncertainties in the observed winds, stream function gradients and the six hour interval between observations, these trajectories cannot be considered more than probable. However, they are consistent with the rapid development of Low II and the anticyclonically curved belt of strong surface winds in eastern Colorado and western Kansas that produced dust storms. They are also consistent with the 0 to — 4° F dew points reported in that area and with the dry air reported at Columbia. (The trajectories appear to cross in Kansas but the times of passage across Kansas differ by about six hours.)

Trajectories for the six isentropic surfaces from 290 to 340° K are combined on Fig. 15. The trajectory at 350° K was so similar to that at 330° K as to confuse an already complicated diagram. Reproduction costs prohibit the reproduction of all the isentropic charts from which these trajectories were computed. It was considered essential to present the charts of one of the upper surfaces to compare its flow pattern with

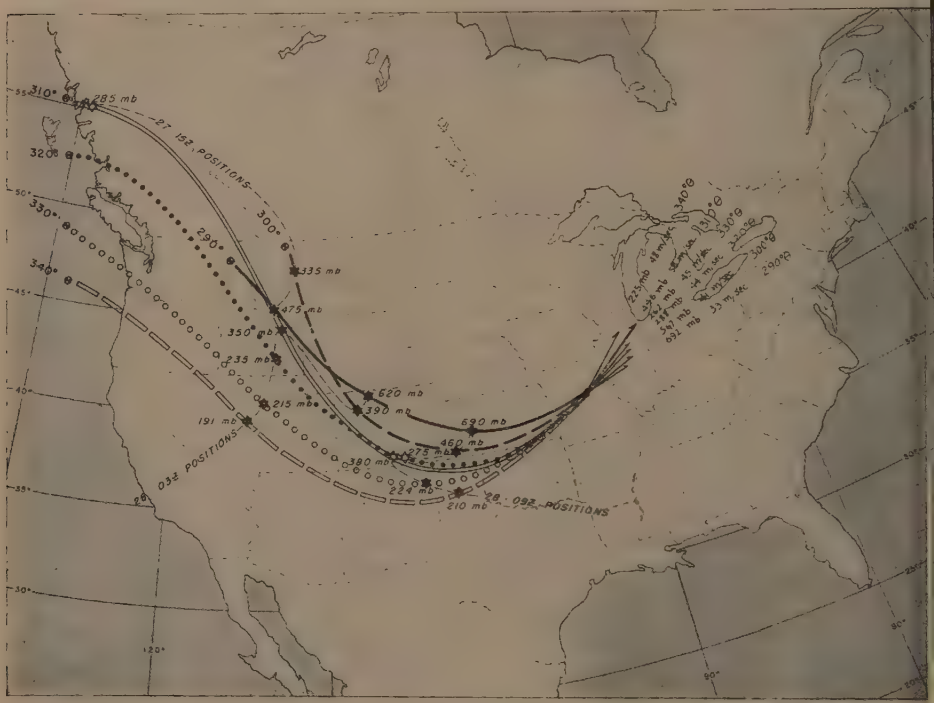

Fig. 15. Isentropic trajectories that terminate at Columbia, Mo., 15.00 GMT, 28 March, 1956

that at 290° K. For this purpose the isentropic charts for the 320° K surface are reproduced in Figs. 16–18.

The winds and stream function patterns on the six isentropic surfaces were sufficiently different to produce a wide range of sources for the air at Columbia. The positions of the air at 09.00 and 03.00 GMT have been indicated by large stars joined with a short dashed line. Pressures corresponding to these positions have been plotted in close proximity to the stars. The difference in the sources at 15.00 GMT, 27 March is greater than 800 miles. Below the 310° K level the air came from eastern Washington, northern Idaho and northwestern Montana. Above the 310° K level the wind speeds were uniformly higher indicating that air from off the Pacific coast moved to Columbia during the 24 hr period. If the consecutive pressures along each trajectory are followed it will be noted that the air

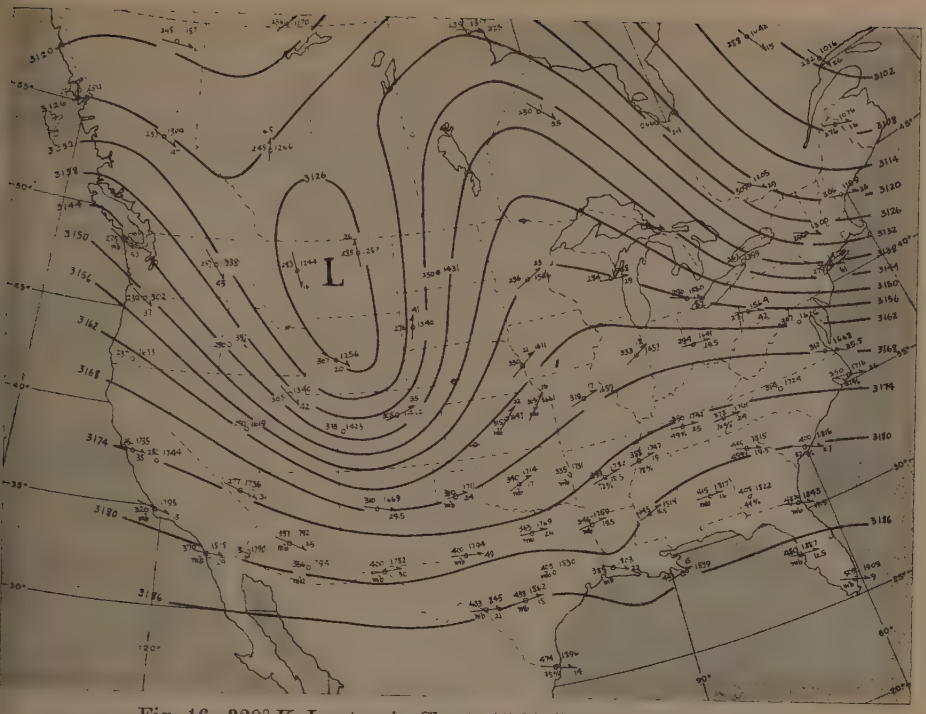

Fig. 16. 320° K Isentropic Chart, 15.00 GMT, 27 March, 1956

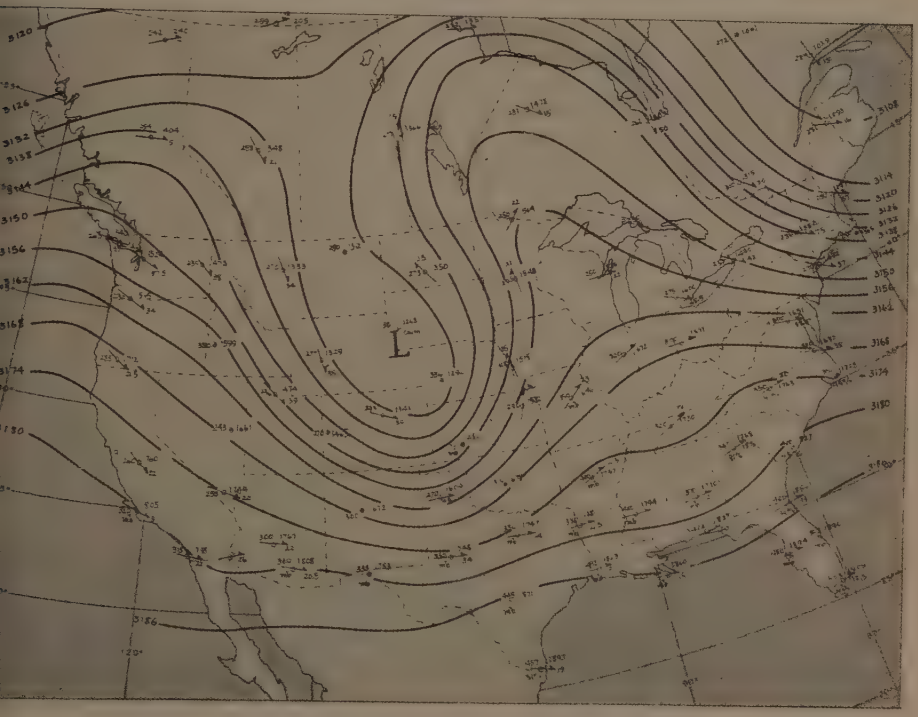

Fig. 17. 320° K Isentropic Chart, 03.00 GMT, 28 March, 1956

was descending at each isentropic surface. Descending motion continued after the air passed the trough and developed a southerly component on all surfaces except 290° K. On the 300 and 310° K surfaces the rate of descent increased.

After the trajectories were determined all positions in close proximity to a radiosonde station at a time of ascent were located. Of particular inter-

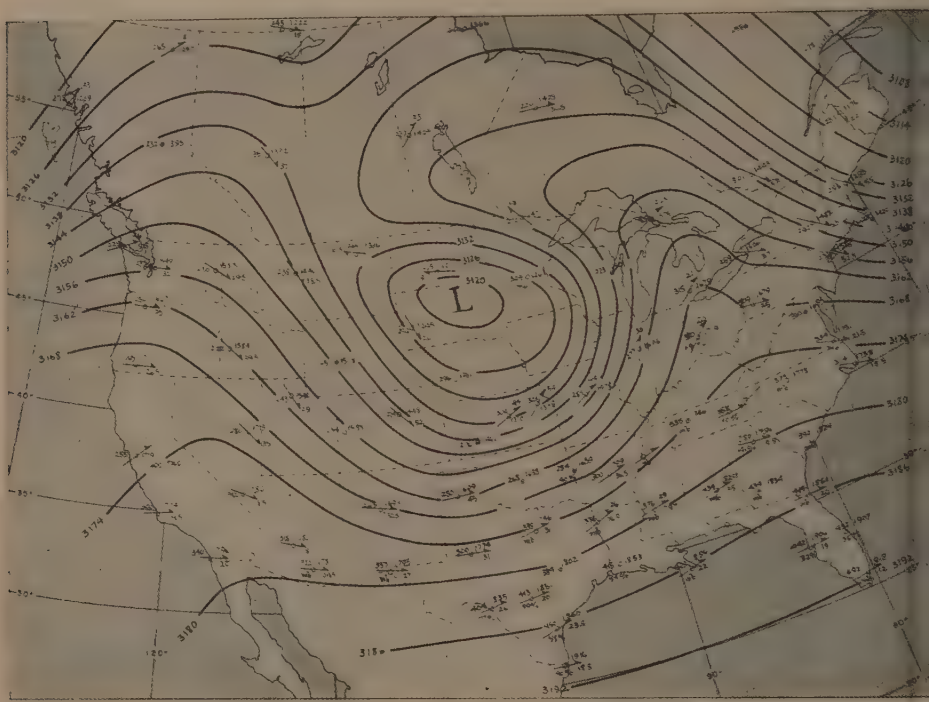

Fig. 18. 320° K Isentropic Chart, 15.00 GMT, 28 March, 1956

est were stations for which the original radiosonde records were available. All of the desired records were available but two or three. In Fig. 19 the sounding for Columbia has been combined with a portion of the sounding from several of these source stations. The traces for 09.00 GMT, 27 March at Spokane, Washington (785), 15.00 GMT, 27 March at Great Falls (775) and 03.00 GMT, 28 March at Ely, Nevada (486) were all computed from the original records. The traces for 15.00 GMT, 27 March at Annette Island, Alaska (398) and 03.00 GMT, 28 March at Ogden, Utah (575) were reproduced in straight line segments as computed by the radiosonde operators. Once again the arrows indicate the coded tropopause.

Each tropopause can be related to the base of a stable layer at Columbia except for the tropopause at Ely. If variations in stability on the Ely sounding are related to similar variations at Columbia the relationship

would imply a diabatic change of 3 to 5° in potential temperature in twelve hours. The sounding taken at Amarillo, Texas at 09.00 GMT would be helpful to determine this, but unfortunately this was one of the few original records not available.

The Columbia sounding has been jokingly described as made up of nothing but tropopauses. One could debate the semantics but these

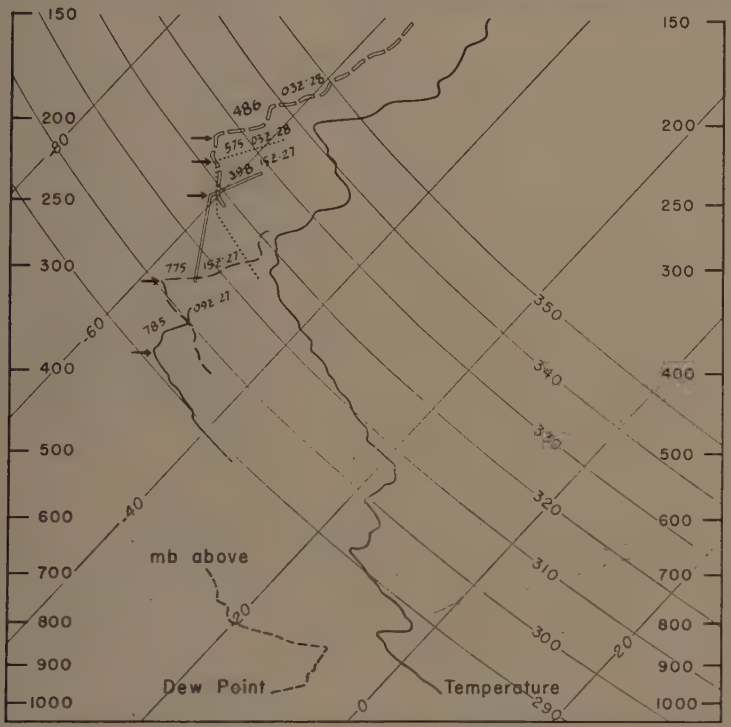

Fig. 19. Portions of soundings and coded tropopauses (arrows) from stations along the 290° K to 350° K isentropic trajectories and the sounding for Columbia, Mo., 15.00 GMT, 28 March, 1956

trajectories and soundings offer strong evidence for a large scale descent of stable laminae from stratosphere to troposphere.

Ascent of Stable Laminae from Troposphere to Stratosphere. Laminae can also be traced that ascend and eventually merge with the stratosphere. An unambiguous example of this process occurred over the eastern part of the United States on the 29th of March, 1956. Trajectories computed on the 320, 330, 340 and 350° K isentropic surfaces starting near Shreveport, Louisiana (248) at 03.00 GMT indicated that the air moved close to Tyson A. F. B., Tenn. (326) at 09.00 GMT and to Washington, D. C. (405) at 15.00 GMT. The trajectories at all levels were quite similar so only the 320 charts are presented in Figs. 20 and 21.

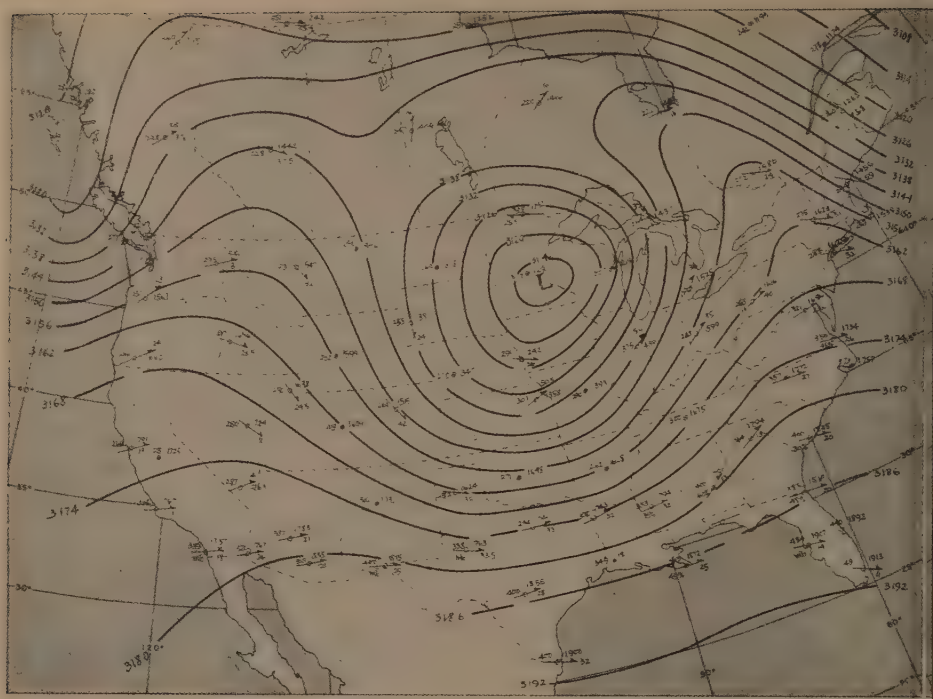

Fig. 20. 320° K Isentropic Chart, 03.00 GMT, 29 March, 1956

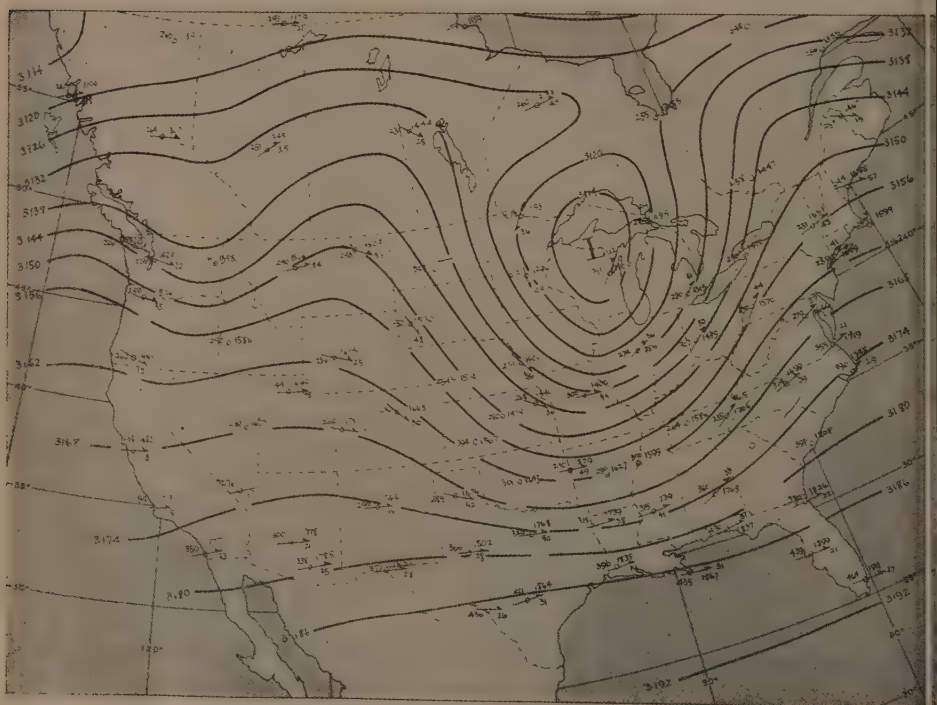

Fig. 21. 320° K Isentropic Chart, 15.00 GMT, 29 March, 1956

Reproduced in Fig. 22 are the soundings from 400 to 150 mbs for the three stations at the corresponding times. These soundings were computed from the original records. The arrows indicate the coded tropopause taken from the microfilm data. At Shreveport our interest is in the three stable laminae from 322.5 to 325.5° K, 326 to 330° K and 330 to 333° K (upper limit poorly defined). The latter, classified as tropospheric at

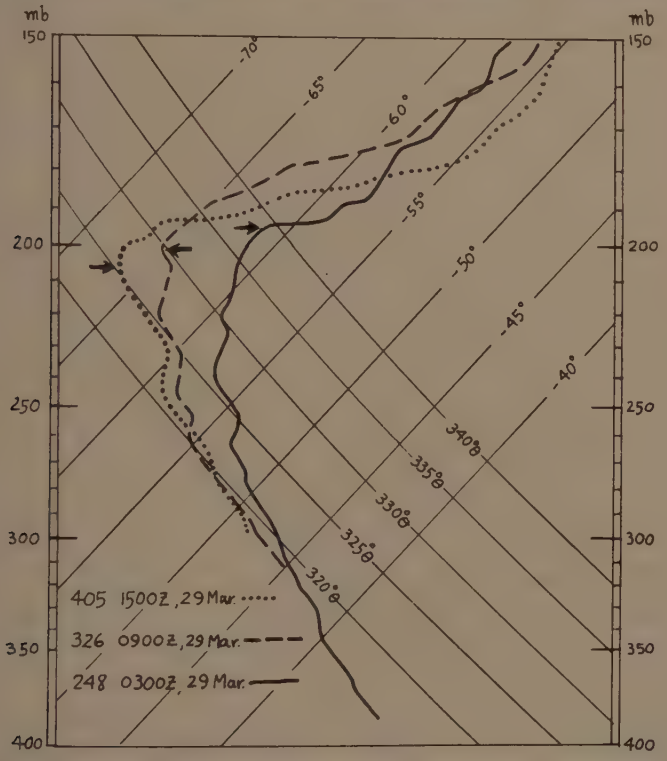

Fig. 22. Ascent of stable laminae that merge with the stratosphere

Shreveport, ascended 20 mbs while the air moved from Shreveport to Tyson where the base became the coded tropopause. The lamina below, classified as tropospheric on both soundings, also ascended 20 mbs between Shreveport and Tyson. In the next six hours, while the air moved to Washington, D. C. the lamina ascended another 10 mbs and its base became the coded tropopause. The lowest lamina also ascended as the air moved from Shreveport to Washington, D. C. but remained tropospheric. Note that a decrease in the potential temperature of all three laminae of about 1° K in twelve hours is indicated.

The soundings at Norfolk, Va. (308), Hempstead, N. Y. (498) and Pittsburgh, Pa. (520) all show similarity to the Washington sounding at 15.30 GMT. The coded tropopauses are at the base of a stable lamina in

the potential temperature range of 324 to 325° K and the pressure range of 203 to 210 mbs. Consequently a huge error in the trajectories would not alter the conclusion that a stable lamina, originally classed as tropospheric, ascended without a major change in stability and became incorporated in the stratosphere.

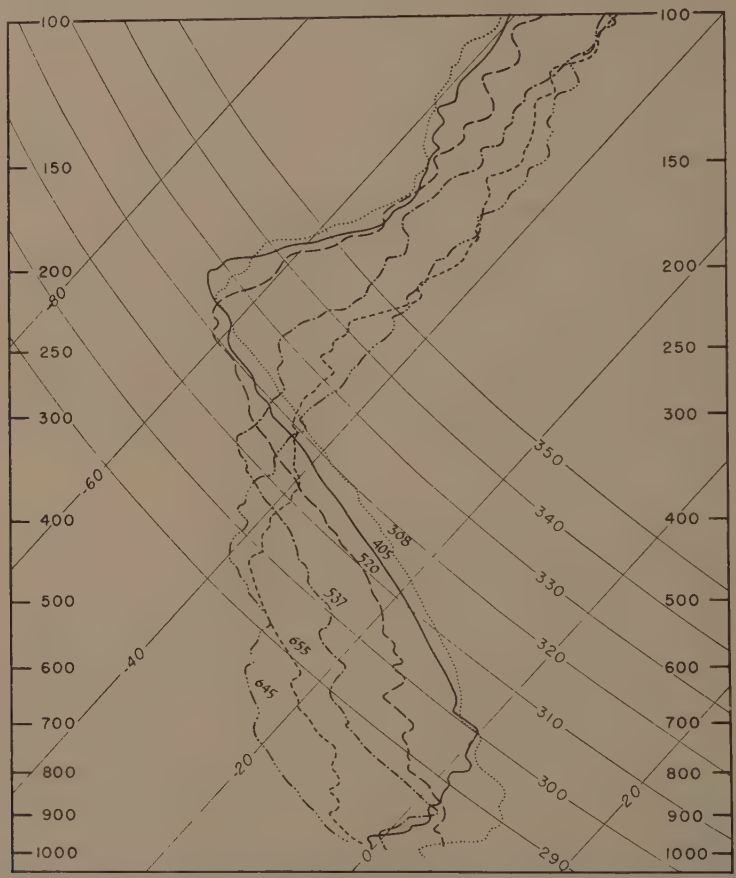

Fig. 23. Detailed soundings used in the cross section from Bismarck, North Dakota to Cape Hatteras, North Carolina, 15.00 GMT, 29 March, 1956

5. A Determination of the Macroscale and Mesoscale Thermal Structure of the Atmosphere from the Detailed Soundings by Objective Smoothing

The Smoothed-Continuous Thermal Structure of the Atmosphere as Derived from the Detailed-Discontinuous Structure. In the preceding chapters the spatial and temporal continuity of stable laminae have been demonstrated by the detailed soundings, cross sections and isentropic trajectories. If we accept the existence of these laminae, how,

then, do they relate to the concept of a troposphere and stratosphere and to the concept of discontinuity surfaces like the tropopause and fronts? The ambiguities in these concepts, as well as the disagreement among meteorologists on these concepts can be directly related to the

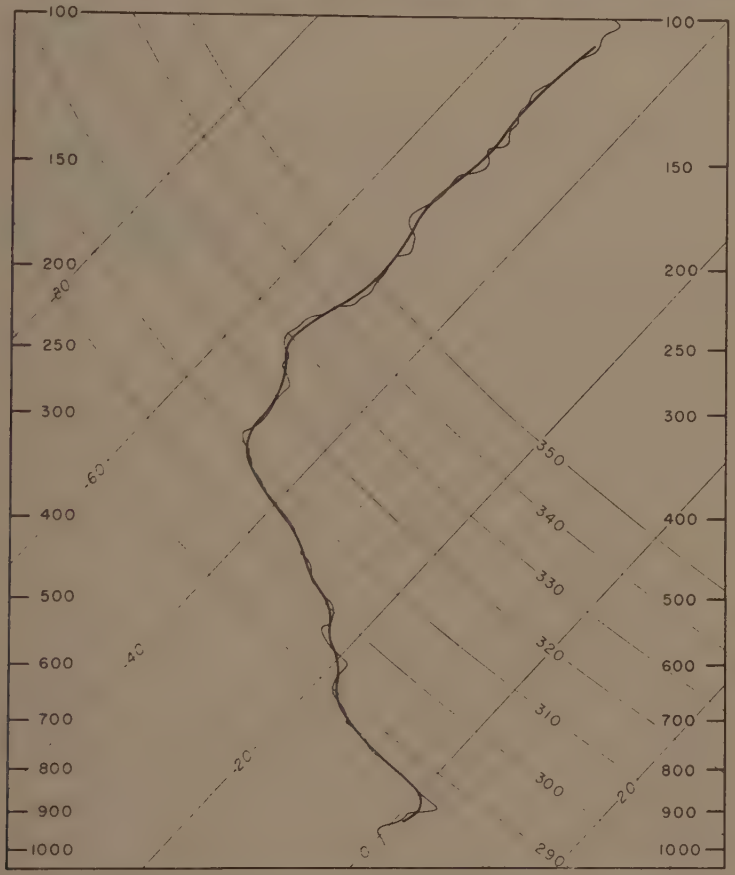

Fig. 24. Detailed and smoothed soundings for Mt. Clemens, Michigan, 15.00 GMT, 29 March, 1957

complexities imposed by the laminae. This chapter will therefore attempt to clarify the concepts by objectively smoothing the detailed soundings to eliminate first the microstructure and then the mesostructure of the temperature field. The date and time of observations used in this portion of the study were determined by first selecting the times with the largest number of radiosonde observations and from these the time when the maximum number of radiosonde records was available. Since the data were selected without prior knowledge of the laminar structure, they serve also as a test on the generality of the previous conclusions.

At this time, 15.00 GMT, March 29, 1956, a deep and symmetric vortex was centered over Wisconsin with winds in excess of 100 knots

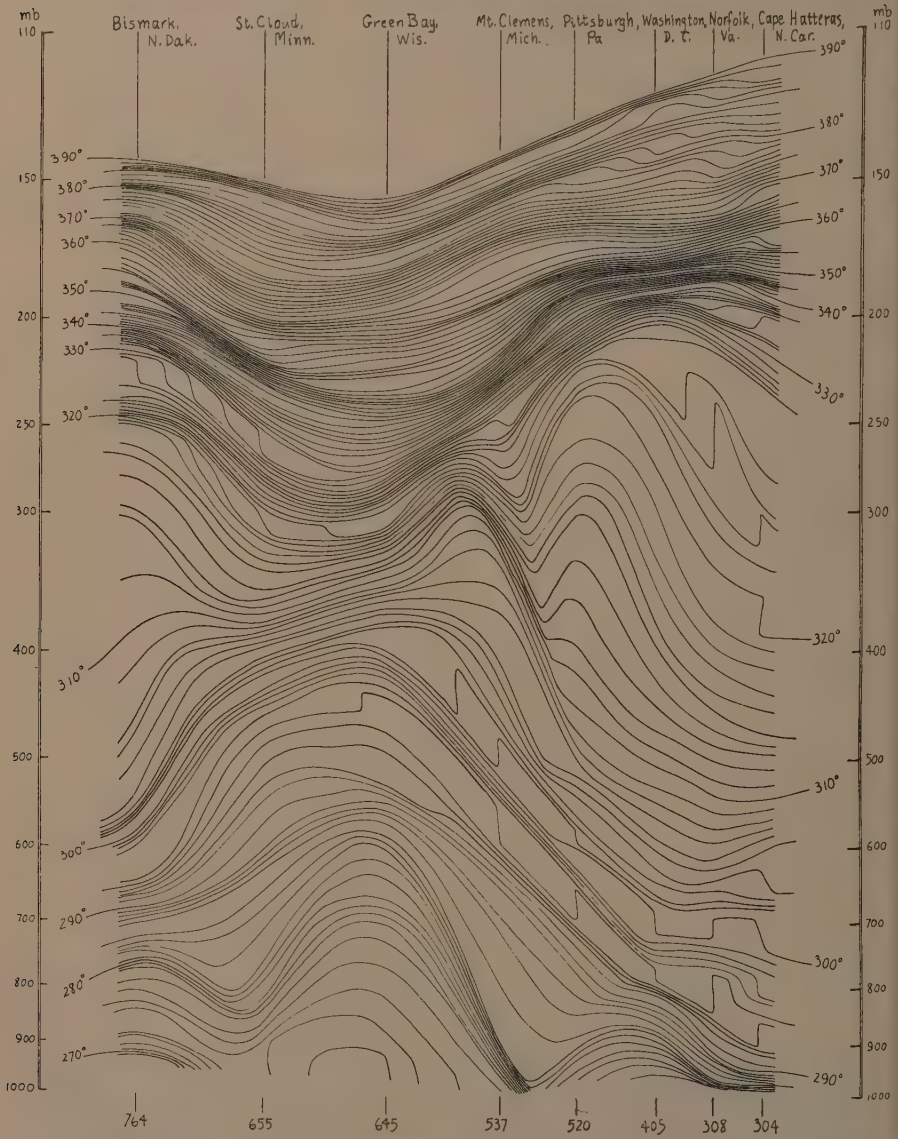

Fig. 25. Detailed vertical cross section from Bismarck, North Dakota to Cape Hatteras, North Carolina, 15.00 GMT, 29 March, 1956

along its southern periphery at jet stream level. Cross sections were prepared for two lines of stations, roughly perpendicular, that intersect

at Green Bay, Wisconsin (645) close to the center of the vortex. One extends from Bismarck, N. D. (764) to Cape Hatteras, N. C. (304) by way of St. Cloud, Minn. (655), Green Bay, Mt, Clemens, Mich. (537), Pittsburgh, Pa. (520), Washington, D. C. (405) and Norfolk, Va. (308). According to a conventional analysis this cross section would cut through a warm front type occlusion (west of Pittsburgh) and an upper cold front (east of Pittsburgh). The other cross section extends from Green Bay to Del Rio, Texas (261) through Columbia, Mo. (445), Fort Smith, Ark. (344) and Fort Worth, Texas (259).

The detailed soundings from Bismarck to Norfolk are reproduced in Fig. 23. Although each sounding is complicated by numerous variations in stability some are very well organized. The stable lamina between 295 and 300° K is present at stations 308, 405, 520, 537, and 645. Above and below this lamina the lapse rate is dry adiabatic.

The data from the skew T log P diagrams were transcribed onto the cross section Fig. 25 using the same log P ordinate and analyzed for a one degree interval. To determine the analysis the pressure profiles on the cross sections were coordinated with the pressure topography on isentropic charts. This was done for every five degrees of potential temperature from 285 to 400° K. Wind shears were also plotted on the isentropic charts to aid in the analysis. The oscillation in the 315–320° isentropes between Mt. Clemens and Pittsburgh was determined from the isentropic charts. Although its wave length was too short to be determined directly from the cross section the double maximum in the elevation of these isentropes extended from Illinois to New York.

All the soundings in this cross section were next smoothed over a total running interval of nine pressure contacts (about 3,000 ft). Used in each calculation were five temperatures weighted according to the binomial coefficients, . 06, . 25, . 38, . 25, . 06. Temperature differences between the smoothed and detailed soundings were then less than $\pm$ 1° C except at a few points where they were reduced to these limits by smoothing by eye. Mt. Clemens's sounding, smoothed and detailed, is shown in Fig. 24. The dry adiabatic lapse rates and little laminae disappear in the smoothing but the main variations in stability (mesoscale) remain.

The smoothed cross section, Fig. 26, represents the most objective thermal analysis that can be made with the present radiosondes under the limitation of a total standard error of $\pm$ 1° C. All discontinuities or rapid variations in stability have been sooothed out and thereby all fronts and tropopauses. The laminar structure of the atmosphere is, however, still evident. Moreover, the double maximum near Mt. Clemens and Pittsburgh is retained in the smoothing[1].

[1] Between Mt. Clemens and Pittsburgh a sounding was constructed from the detailed cross section, Fig. 25, and averaged to determine the proper smoothing on the cross section. The deduced sounding compared closely to that taken at Wright Patterson Field, Dayton, Ohio, about 120 miles upstream.

The detailed cross section, Fig. 28, from Green Bay to Del Rio offers still more evidence of stable laminae and their spatial continuity. The

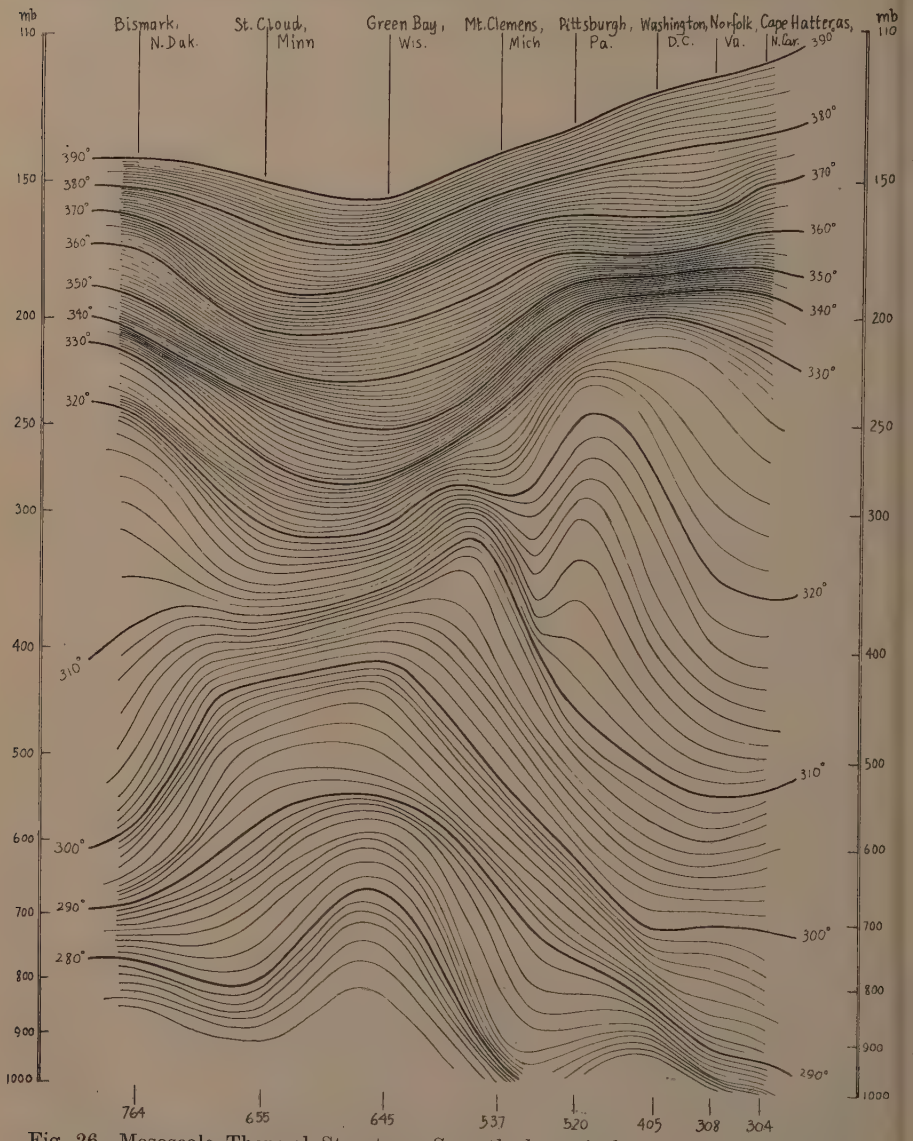

Fig. 26. Mesoscale Thermal Structure. Smoothed vertical cross section from Bismarck, North Dakota to Cape Hatteras, North Carolina, 15.00 GMT, 29 March. 1956

soundings in the cross section and Sault Ste. Marie (734) were smoothed over an interval of 20 pressure contacts (7000 ft) to eliminate the laminae

and retain the macrostructure. These smoothed soundings, Fig. 27, are well organized in respect to stability and, as will be shown, to baroclinity. They may be enclosed by a smooth envelope (line of fine dots in Fig. 27). The sounding for Del Rio (261), the warmest at high pressures be-

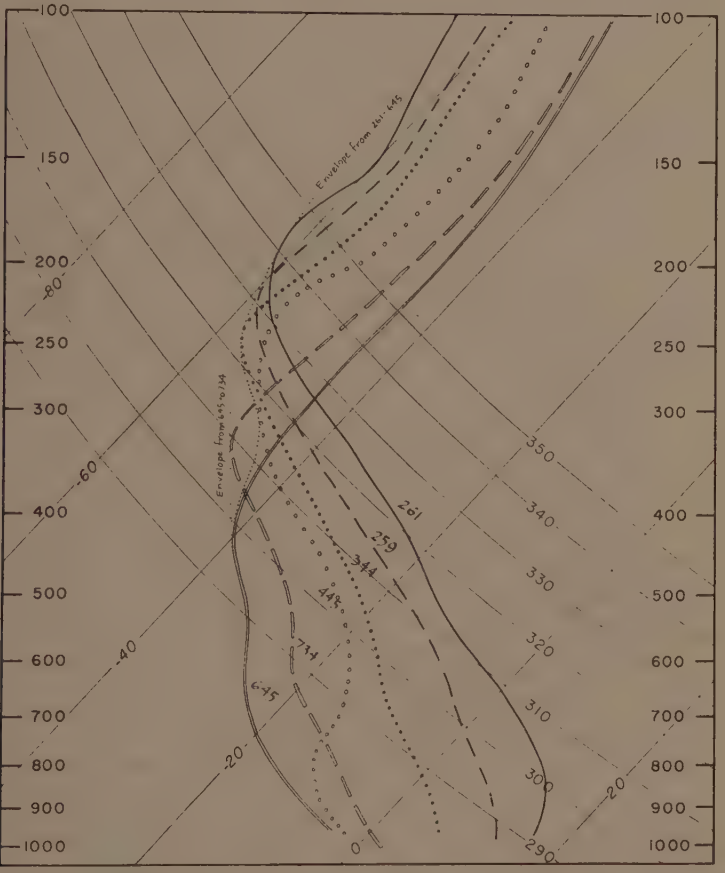

Fig. 27 Smoothed soundings for vertical cross section from Sault Ste. Marie, Michigan to Del Rio, Texas, 15.00 GMT, 29 March, 1956

comes tangent to the envelope at 185 mbs, above which its temperatures are the coldest. Fort Worth's sounding is tangent at 216 mbs. It averages 4–5° colder than Del Rio's at higher pressures and 2–3° warmer at lower pressures. On Fort Smith's (344) Sault Ste. Marie's (734) and Green Bay's (645) soundings the point of tangency is found at increasingly higher pressures.

The point of intersection of each isentrope with the envelope represene. the highest elevation (coldest temperature) reached by the isentropts The point of tangency between each sounding and the envelope lies in

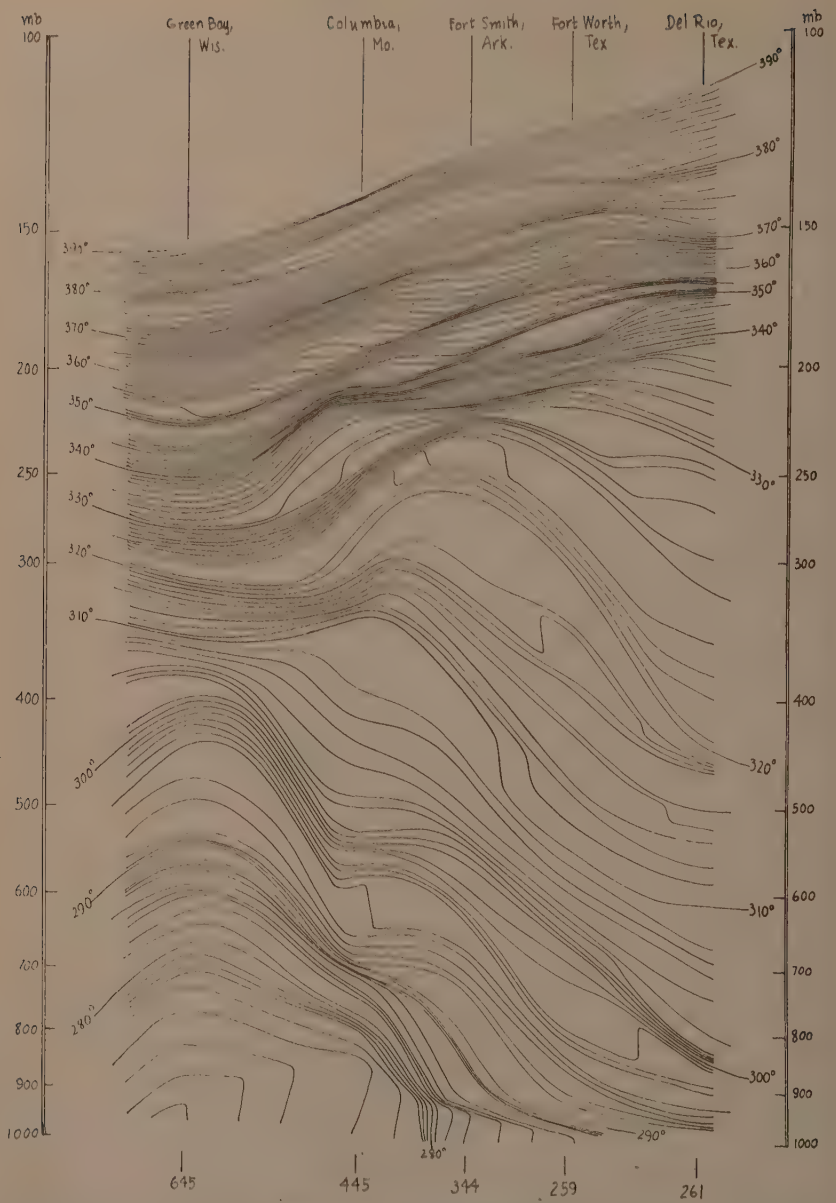

Fig. 28. Detailed vertical cross section from Green Bay, Wisconsin to Del Rio, Texas, 15.00 GMT, 29 March, 1956

the transition zone from a deep layer of small average stability to a deep layer of large average stability.

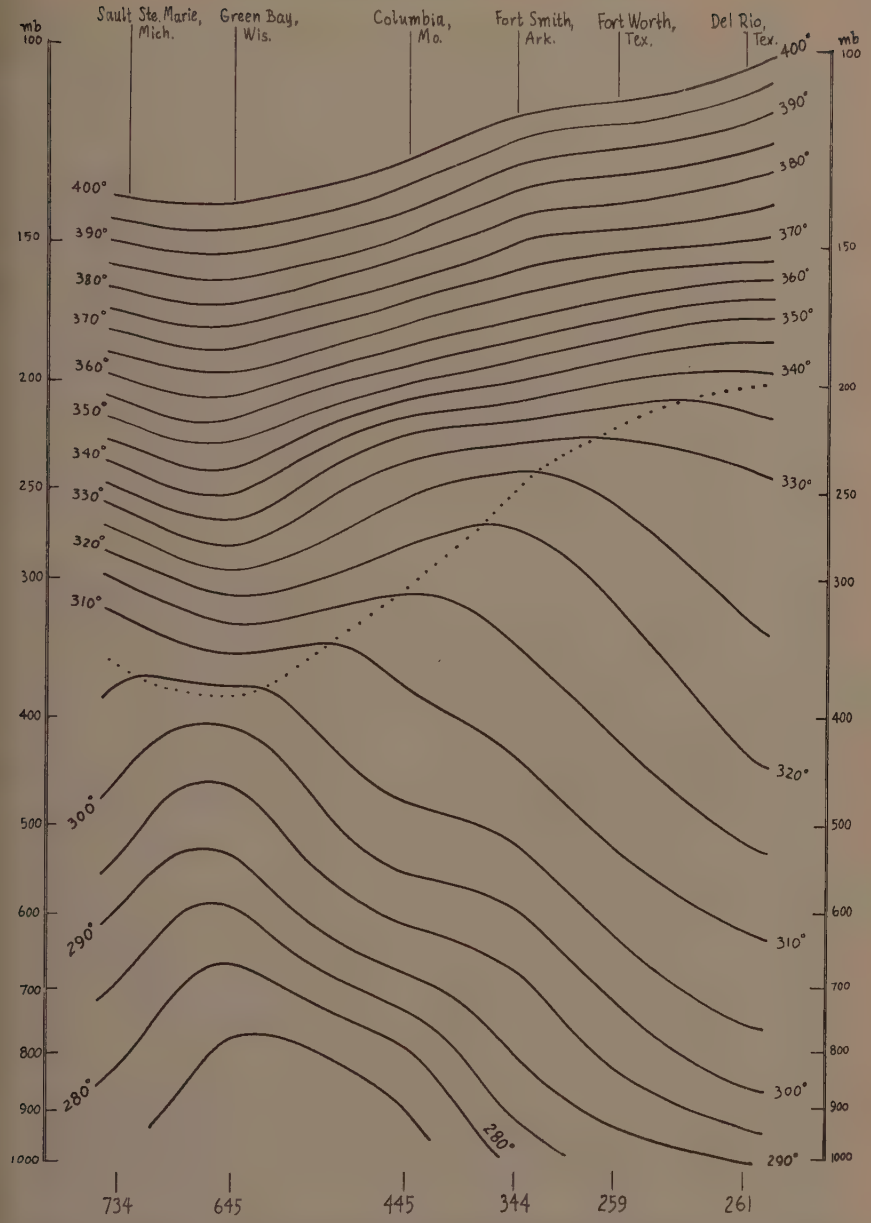

Fig. 29. Macroscale Thermal Structure. Smoothed vertical cross section from Sault Ste. Marie, Michigan to Del Rio, Texas, 15.00 GMT, 29 March, 1956

On the smoothed cross section, Fig. 29, the dotted line connects the highest elevation reached by the smoothed isentropic surfaces. This

line in space corresponds to the envelope of the soundings. Above it the average stability is high and the baroclinity negative, below it the average stability is small and the baroclinity positive. The terms *stratosphere* and *troposphere* can be objectively defined by these conditions. The envelope is equivalent to the *tropopause* but it is clearly *not* a discontinuity line (surface in three dimensions) but a line that joins the maximum elevation of each isentrope. In three dimensions the tropopause would represent a barotropic surface because at all points on the surface $\nabla\theta \times \nabla P$ is equal to zero.

On the isentropic charts, the tropopause appears as a line of pressure minimum and on the constant pressure charts as a line of temperature minimum. On the soundings it generally lies slightly below the minimum temperature but approaches the minimum temperature at high elevations. It also coincides with the maximum wind on the smoothed hodographs.

If the smoothed cross section, Fig. 29, is compared to J. BJERKNES's schematic cross section with a continuous tropopause, Fig. 1*a*, one recognizes a similarity (excluding the frontal surface) in all aspects except that the tropopause is a barotropic surface and not a discontinuity (first order in θ) surface.

The detailed cross sections, Figs. 25 and 28, contain the stable laminae that led PALMÉN to the concept of a multiple or "leaf-like" tropopause. However, they are so numerous and extensive throughout the whole depth of the atmosphere, that one must question a method of analysis that selects a portion of the base of the laminae and attaches a significance to them on a synoptic scale.

When many of the small laminae merge or collect (this will occur in areas of strong divergence if the laminae are isentropic), they form a deep lamina, see Fig. 8, which is retained in the smoothing. The model proposed by REED and DANIELSEN applies to such a case. It delineates the base of this deep lamina along its full extent. The other surface, which separates the air of large potential vorticity from small potential vorticity, represents the top of the lamina along its lower portion while along its upper portion it represents a barotropic surface, in the manner described above, not a discontinuity surface. Trajectories indicate that the air in the deep lamina was formerly stratospheric but since there is no substantial surface confining the air to the stratosphere, it is not necessary to postulate a folded tropopause.

Before taking up the conclusion it is worth noting that the stable laminae when they are steeply inclined to the pressure surfaces represent a narrow zone af large temperature gradient and strong wind shear, see eq. (12). Airplane observations at constant pressure or elevation should show these non-linearities in the temperature and wind field. This has of course been observed by SAWYER [*10*] and others in England and RIEHL [*11*] and ENDLICH [*12*] in America. However, the detailed synoptic radiosonde data indicate that many of the non-linearities are spatially organized, much less random than they appear to be from the nonsynoptic flight data.

6. Conclusions and Suggestions for Research

Conclusions. The thermal structure of the atmosphere is complicated by the existence of many stable laminae often bounded by layers of neutral stability. The conventional concept of a tropopause requires that the base of one of these laminae be selected as having a special significance. Such a selection is necessarily arbitrary and in practice very subjective. The conventional concept is also misleading to the extent that it implies a boundary surface (substantial surface) that restricts the flow of air from stratosphere to troposphere.

The terms troposphere and stratosphere imply a macroscale thermal subdivision of the atmosphere. To apply the terms objectively it is necessary and sufficient to smooth out the micro- and mesoscale thermal features. The smoothed thermal structure can be described by a tropopause, *a barotropic surface not a discontinuity surface*, that separates a region of small *average* stability and positive *average* baroclinity, from a region of large *average* stability and negative *average* baroclinity. The average wind speeds increase to a maximum at the tropopause and then decrease above.

The mesoscale is characterized by many variations in stability and baroclinity that are organized to form isentropic stable laminae in both the troposphere and stratosphere. The same lamina may extend from the troposphere into the stratosphere so that flow from one region to the other is not restricted by a discontinuity surface.

The microscale is characterized by rapid variations in stability and baroclinity connected with stable laminae that are separated by adiabatic or superadiabatic layers. At the boundaries, especially the base, of these laminae the change in lapse rate often appears to be discontinuous. It is in the microscale that the term discontinuity surface finds application and the detailed radiosonde data indicate that the surfaces along which the temperature gradient is discontinuous are approximately isentropic surfaces.

Suggestions for Research. Many avenues of research are suggested by the concept of a laminar structure of the atmosphere. It is fundamental to determine the physical processes that form and maintain them. The theory proposed by Staley [*13*] to account for the formation and persistence of the tropopause should be applicable to this more general problem. But also the possibility of a non-linear distribution of vertical velocities playing an important role should be studied. Another basic problem is the relationship of the laminae to the rate of amplification of perturbations. The relationship of the laminae to the distribution of water vapor should also be examined since the presence of many laminae is in principle consistent with the multi-layered cloud formations so frequently observed.

Acknowledgments

The author is indebted to Professor R. J. Reed for his valuable counsel and to Professors F. I. Badgley and R. G. Fleagle for many helpful discussions. The study from which this paper was drawn was conducted at the University of Washington under the sponsorship of the Geophysical Research Directorate and the National Science Foundation.

References

1. Bjerknes, J.: Exploration des perturbations atmosphériques à l'aide de sondages rapprochés dans le temps. Geofys. Publ. **9**, No. 9 (1932).
2. Palmén, E.: Aerologische Untersuchungen der atmosphärischen Störungen. Commentationes Physico-Mathematicae, Soc. Scient. Fennica **7**, No. 6 (1933).
3. Bjerknes, J., and E. Palmén: Investigations of Selected European Cyclones by Means of Serial Ascents. Geofys. Publ. **12**, No. 2 (1937).
4. Sawyer, J. S.: Day-to-Day Variations in the Tropopause. Geophys. Mem. No. 92, Vol. **11**, No. 7 (1954).
5. McClain, P., and E. F. Danielsen: Zonal Distribution of Baroclinity for Three Pacific Storms. J. Met. **12**, 314 (1955).
6. Defant, Fr., and H. Taba: The Threefold Structure of the Atmosphere and the Characteristics of the Tropopause. Tellus **9**, 259 (1957).
7. Reed, R., and E. F. Danielsen: Fronts in the Vicinity of the Tropopause. Arch. Met. Geoph. Biokl. A **11**, 1 (1959).
8. De Jong, H. M.: Errors in Upper-Level Wind Computations. J. Met. **15**, 131 (1958).
9. Leviton, R.: Height Errors in a Rawin System. Air Force Surveys in Geophysics, No. 60 (1954).
10. Sawyer, J. S.: The Free Atmosphere in the Vicinity of Fronts. Geophys. Mem. No. 96, Vol. **12**, No. 4 (1955).
11. Riehl, H.: Jet Stream Flight, March 23, 1953. Arch. Met. Geoph. Biokl. A **7**, 56 (1954).
12. Endlich, R. M.: Private communication.
13. Staley, D. O.: A Study of Tropopause Formation. Beitr. Phys. freien Atmosphäre **29**, 4 (1957).

551.576.11

(Meteorologisches Institut der Technischen Hochschule, Karlsruhe,
Leiter: Prof. Dr. M. Diem)

Zur Struktur der Wolken[1]

Von

W. Rittberger

Mit 9 Textabbildungen

Zusammenfassung. Auf dem Feldberg (1493 m NN) im südlichen Schwarzwald wurden von Januar 1953 bis Mai 1953 und von September 1954 bis Februar 1955 Messungen von Tropfengröße, Wassergehalt und Sichtweite in Wolken durchgeführt. Die Tropfen der einzelnen Spektren haben einen mittleren Durchmesser zwischen 6 und 30 μ; die Durchmesser der größten gemessenen Tropfen liegen zwischen 50 und 60 μ. Der Wassergehalt hat Werte zwischen 0,003 und 1,54 g/m^3, wobei über 90% aller Messungen einen Wassergehalt unter 0,50 g/m^3 zeigen. Ein einfacher Zusammenhang zwischen Sichtweite, Tropfengröße und Wassergehalt nach der Trabertschen Formel besteht nicht.

Eine enge Beziehung wurde zwischen der Form der Spektren und dem Niederschlag gefunden. In Zeiten ohne Niederschlag und bei geringfügigem Niederschlag überwiegen schmale ($\bar{d} < 12{,}0\ \mu$), in Zeiten mit länger andauerndem Niederschlag breite Spektren ($\bar{d} > 12{,}0\ \mu$). Eine Ausnahme machen alle Messungen in Hochnebel, die breite Spektren mit d zwischen 13 und 17 μ zeigen, ohne daß Niederschlag fällt.

Das gleichzeitige Vorhandensein der drei Phasen Wasserdampf, flüssiges Wasser und Eisteilchen über längere Zeiträume hinweg wurde festgestellt; somit kann die Eiskristall-Niederschlagstheorie von Bergeron und von Findeisen für den Mechanismus der Niederschlagsbildung nicht im allgemein angenommenen Ausmaß zutreffen. Es erscheint notwendig, die Fragen der Wolkenphysik nicht nur thermodynamisch, sondern auch in vermehrtem Maß kolloidphysikalisch im Sinne von Schmauss zu untersuchen.

---

[1] Hinsichtlich der Wiedergabe von Tabellen und Tropfenspektren stark verkürzte Fassung einer bei der Technischen Hochschule in Karlsruhe eingereichten und genehmigten Dissertation; die hier weggelassene Dokumentation kann zur Einsichtnahme bezogen werden bei den Bibliotheken der Technischen Hochschule Karlsruhe und des Deutschen Wetterdienstes, Offenbach (Main).

Summary. Measurements of drop size, water content and visibility in clouds have been carried out from January till May 1953 and from September 1954 to February 1955 on the Feldberg (1493 m. a. s. l.) in the southern Black Forest. The drops of the different spectra have a mean diameter between 6 and 30 μ; the diameters of the largest measured drops lie between 50 and 60 μ. The water content shows values between 0.003 and 1.54 g/m^3, whereby more than 90 per cent of all measurements lead to a water content below 0.50 g/m^3. A simple relation between visibility, drop size and water content according to the formula of Trabert does not exist.

A close connection between the form of the spectra and the precipitations has been found. In periods without or with only slight precipitation narrow spectra ($\bar{d} < 12.0\ \mu$) prevail, in periods with persistent precipitation broad ones ($\bar{d} > 12.0\ \mu$). All measurements in elevated fog make an exception, showing broad spectra with $\bar{d}$ between 13 and 17 μ without any precipitation.

The simultaneous existance of the 3 phases: water vapour, liquid water and ice particles over longer periods has been stated; the ice crystall precipitation theory of Bergeron and Findeisen for the mechanism of precipitation can therefore not hold in the generally accepted extent. The examination of the problems of cloud physics appears to be necessary, not only in thermodynamical respect, but also in the sense of colloid physics according to Schmauss.

Résumé. On a effectué de janvier à mai 1953 et de septembre 1954 à février 1955 au Feldberg (1493 m.) en Forêt-Noire des mesures de grosseur de gouttelettes, de teneur en eau et de visibilité dans les nuages. Les gouttelettes ont un diamètre moyen compris entre 6 et 30 μ; les plus grosses mesurent 50 à 60 μ. La teneur en eau varie de 0,003 à 1,54 g/m^3 ; dans plus de 90% des mesures, elle reste inférieure a 0,5 g/m^3. Il n'y a pas de relation simple, qui suivrait la formule de Trabert, entre visibilité, grosseur des gouttelettes et teneur en eau.

Il existe par contre une relation étroite entre la forme du spectre de fréquence et les précipitations. Lorsque celles-ci sont nulles ou très faibles, ce sont les spectres étroits ($\bar{d} < 12{,}0\ \mu$) qui dominent ; par précipitations durables, ce sont les spectres larges ($\bar{d} > 12.0\ \mu$). Dans le stratus, sans pluie, les spectres larges ($\bar{d}$ entre 13 et 17 μ) prédominent.

On a constaté l'existence simultanée des trois phases solide, liquide et gazeuse pendant d'assez longs intervalles de temps, de sorte que la théorie de Bergeron et de Findeisen concernant la genèse des précipitations n'a pas la généralité qu'on lui prête. Il apparaît nécessaire d'aborder les problèmes de la physique des nuages non seulement du point de vue thermodynamique, mais aussi de celui de l'état colloïdal au sens de Schmauss.

I. Einleitung

Zahl und Größe der eine Wolke aufbauenden Wassertröpfchen oder Eisteilchen bestimmen ihren Wassergehalt und die Sicht in ihr und sind in allen wolkenphysikalischen Fragen, wie Bildung, Auflösung und Niederschlagsentstehung, von ausschlaggebender Bedeutung.

Darüber hinaus spielt der Aufbau der Wolken eine wesentliche Rolle bei der künstlichen Beeinflussung des Wetters, bei technischen Fragen, wie z. B. dem Eisansatz an Hochspannungsleitungen im Gebirge oder an Flugzeugen.

Die vorliegenden Untersuchungen wurden durchgeführt, um in erster Linie Meßergebnisse mit hinreichendem statistischem Wert zu erhalten und zum zweiten eine Reihe schwebender Fragen der Lösung näherzubringen.

II. Meßmethode und Auswertung

1. Tropfengröße und Tropfenverteilung

Die Größe der Wolkenelemente wurde mit der Methode von Diem [*1*, *2*] bestimmt, die in über 200 Meßflügen angewendet wurde. Weiter

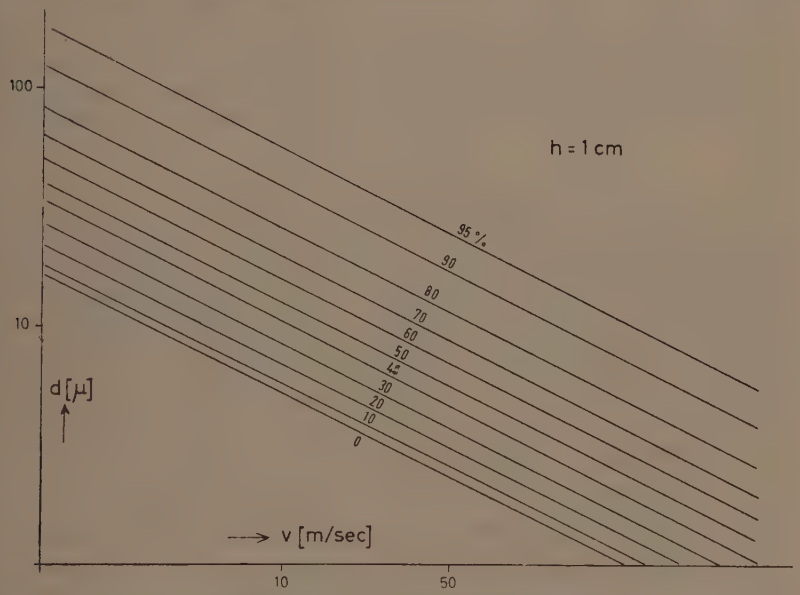

Abb. 1. Prozente der aufgefangenen Tröpfchen in Abhängigkeit von ihrem Durchmesser und der Windgeschwindigkeit

haben Bickenbach und Weickmann [*3*], aufm Kampe und Weickmann [*4*] und Murgatroyd [*5*] diese Methode für ihre Untersuchungen benützt. Bei quantitativer Auswertung der Messung muß der Tropfenfänger sauber angeströmt und die Auffangzeit genau bestimmt werden. Zwischen dem Auffangen der Tropfen und der Mikrophotographie vergingen bei unseren Messungen maximal 10 Sekunden.

Die Mikroaufnahmen erfolgten mit 50facher Vergrößerung und der Film wurde zur Ausmessung unter dem Mikroskop 20fach nachvergrößert. Damit konnten die Tropfen in 1 μ-Intervallen ausgezählt werden. Die so gewonnenen Werte müssen wegen der durch die Strömung um den Tropfenfänger auftretenden Ablenkung nach Albrecht [*6*] (Abb. 1) korrigiert werden.

Die Größe $d_{\min}$ der kleinsten noch aufgefangenen Tröpfchen hängt

von dem Durchmesser h des Tropfenfängers und von der Anströmungsgeschwindigkeit v der Wolkenluft ab. Nach ALBRECHT [6] ist:

$$d_{\min} = 16{,}7 \sqrt{\frac{h}{v}} \; [\mu] \qquad \begin{matrix} h = [\text{cm}] \\ v = [\text{m/sec}] \end{matrix} \tag{1}$$

Danach wird Tabelle 1 berechnet.

Tabelle 1. *Durchmesser $d_{\min}$ der kleinsten noch abgelagerten Tröpfchen bei verschiedenen Windgeschwindigkeiten*

v	3,5	5,0	8,0	11,0	14,0	17,0	23,0	31,0	m/sec
$d_{\min}$	9,0	7,5	6,0	5,0	4,5	4,0	3,5	3,0	μ

Aus dem Produkt der Auffangszeit, der Windgeschwindigkeit und der Größe der photographierten Fläche ergibt sich das Volumen, aus dem die Tropfen gefangen wurden, und die Tropfenzahl je Einheitsvolumen.

2. Wassergehalt

Der Gehalt an flüssigem Wasser in einer Wolke in [g/m³] ist durch die Tropfenzahl und Größe je Volumeneinheit gegeben. Nach ALBRECHT [6] kann der Wassergehalt auch durch Ablagerung unterkühlter Tropfen an Hindernissen verschiedener Durchmesser bestimmt werden. Die Methode ist nur bei Temperaturen unter 0° C und während niederschlagsfreier Zeiten anwendbar. Aus der Dicke des Eisansatzes wird der mittlere Wassergehalt bestimmt nach

$$W_A = \frac{q_2 - q_1}{v \cdot t} \cdot \left(\frac{q_1}{Q_2} - \frac{q_2}{Q_1} \right)^{-1} [\text{g/m}^3] \tag{2}$$

Q_i = Ansatzdicke, q_i = Stabdurchmesser,
v = Windgeschwindigkeit [m/sec]; t = Expositionszeit [sec].

3. Sichtweite in Wolken

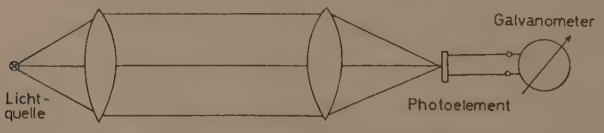

Abb. 2. Meßprinzip der Sichtweite

AUFM KAMPE [7] gibt eine Anordnung zur objektiven Messung der Sichtweite in Wolken. Eine Lichtquelle beleuchtet über eine Richtoptik ein Photoelement. Die Schwächung des Lichtstrahls in den Wolken ist gegeben durch

$$A = A_0 \cdot e^{-a \cdot s}. \tag{3}$$

A_0 = Intensität des Lichtes ohne Wolken,
s = Entfernung Lichtquelle — Photoelement (bei unseren Messungen 5,4 m),
a = Extinktionskoeffizient.

Nach KOSCHMIEDER [8] ist die Sichtweite $V = \frac{3{,}9}{a}$; daraus folgt:

$$V = \frac{3{,}9 \cdot s}{\ln A_0/A} \text{ [m]}. \tag{4}$$

4. Sonstige Werte

Die meteorologischen Daten, wie Windrichtung und Geschwindigkeit, Temperatur, Wolken, Niederschlagszeit und -intensität, Luftmasse, Wetterlage, wurden den Tagebüchern des Observatoriums Feldberg und den Meldungen des Deutschen Wetterdienstes [*9*, *10*, *11*, *12*, *13*] entnommen. Außerdem stellte die Eidgenössische Meteorologische Zentralanstalt Zürich die Wolkenbeobachtungen von Basel und dem Säntis zur Verfügung, wofür wir auch an dieser Stelle unseren herzlichen Dank aussprechen.

III. Ergebnisse

1. Das Beobachtungsmaterial

Die Messungen wurden auf der Plattform des Feldberg-Observatoriums (47°52′ N; 08°00′ E, 1493 m NN, 16 m ü. Gr.) im südlichen Schwarzwald durchgeführt. Die Meßstelle lag über der bodennächsten Reibungsschicht und gewährleistete so Ergebnisse, die wohl in der bergnahen Strömung gewonnen wurden, aber doch ähnlich den Messungen in der freien Atmosphäre sind. In einem kleinen Arbeitsraum auf der Plattform konnten die Tropfen unmittelbar nach dem Auffangen mikroskopiert werden; dadurch wurde ein Zusammenfließen mehrerer oder ein Auseinanderfließen einzelner Tropfen vermieden. Da weiterhin die Temperaturunterschiede zwischen Außenluft und Arbeitsraum gering waren, konnten Veränderungen der Tropfengröße, wie sie von AUFM KAMPE und WEICKMANN [*4*] berechnet wurden, nicht auftreten. Die von MELCHER [*14*] beobachteten Verdampfungserscheinungen dürften ihren Grund in einer ungeeigneten Versuchsanordnung haben und traten bei uns nicht auf.

Die Messungen wurden als Meßserie A von Januar 1953 bis Mai 1953 und als Meßserie B von September 1954 bis Februar 1955 durchgeführt. In der Serie A wurden der mittlere Tropfendurchmesser, der Wassergehalt und die Sichtweite gemessen, um die TRABERTsche Formel zu überprüfen. Dadurch waren die Messungen auf Tage mit Nebel ohne Niederschlag in fester oder flüssiger Form und Sichtweiten unter 80 m beschränkt. Um außerdem korrekte Werte der Sichtweite ohne Störung durch Streulicht zu erhalten, wurden die Messungen zwischen Sonnenuntergang und Sonnenaufgang durchgeführt. Die Serie B unterlag dagegen keiner zeitlichen und meteorologischen Einschränkung. Es wurde gemessen, wenn der Feldberg in Wolken war und nicht schwerer Sturm und extremer Niederschlag das einwandfreie Auffangen der Tropfen verhinderten; dabei wurden auch Lagen ohne kontinuierlichen Nebel, d. h. mit Nebeltreiben erfaßt.

In Serie A liegen 350 Einzelaufnahmen vor, von denen bei 265 Mes-

sungen alle Unterlagen zur Berechnung von Tropfenverteilung, Tropfenzahl und Wassergehalt vollständig sind. Daraus ergeben sich 56 chronologisch aufeinanderfolgende Gruppen von je 1 bis 8 Einzelmessungen mit gleichartiger Tropfenverteilung und Sichtweite.

Serie B mit 957 Einzelaufnahmen weist dagegen wegen der stark schwankenden Sichtverhältnisse eine größere Anzahl von Gruppen mit Einzelbildern auf. 716 auswertbare Aufnahmen ergaben 314 Gruppen folgender Aufteilung:

Anzahl der Aufnahmen	1	2	3	4	5	6	7
Anzahl der Gruppen	147	44	50	42	26	6	1

Für jede Gruppe der Serien A und B wurde die Tropfenverteilungskurve gezeichnet und eine allgemeine Übersicht einschließlich der meteorologischen Daten nach Tabelle 2 beigegeben.

Tabelle 2. *Erläuterung der in der Übersicht und im Text vorhandenen Zeichen*

Datum
Meßzeit
Nebelart bzw. Wolkenart: S = Schichtwolken,
Q = Quellwolken,
HN = Hochnebel,
(O = Obergrenze,
U = Untergrenze)
Mikro: Anzahl der in dieser Übersicht zusammengefaßten Einzelaufnahmen.
W = Wassergehalt [g/m³]
$\bar{d}$ = mittlerer Tropfendurchmesser [μ]
N = Tropfenzahl [cm^{-3}]
V = Sichtweite [m]
t = Temperatur zur Zeit der Messung [°C]
dd = Windrichtung
ff = Windgeschwindigkeit [m/sec]
RR = Niederschlagsart zur Zeit der Messung
(• = Regen; ✱ = Schnee; ▽ = Schauer)
C_T = Konstante, berechnet nach TRABERT

2. Mikroskopierte Tropfen

Zur Bestimmung der Tropfengröße und ihrer Häufigkeitsverteilung wurden in Serie A 350 Mikroaufnahmen mit 101.300 Tropfen und in Serie B 851 Mikroaufnahmen mit 198.400 Tropfen ausgezählt.

Tabelle 4. *Maximale Tropfendurchmesser bei verschiedenen* Die Größe der maximalen Tropfendurchmesser bestimmt

Maximaler Tropfendurchmesser [μ] ...	15	15—20	20—25	25—30
Mittlerer Tropfendurchmesser [μ] < 12	74	75	33	7
12—15	—	4	29	23
> 15	—	—	2	11

a) Tropfengröße

Die Größe der kleinsten noch aufgefangenen Tropfen wurde nach Albrecht [*6*] (Tabelle 1) bestimmt. Bickenbach und Weickmann [*3*] und Diem [*1, 2*] haben die Richtigkeit des Ansatzes von Albrecht nachgewiesen. Unsere Messungen bestätigen ebenfalls diesen Ansatz (Tabelle 3).

Tabelle 3. *Beispiele für die Durchmesser (d_{min}) der kleinsten abgelagerten Tropfen*

Gruppe	$\bar{v}$ (m/sec)	d_{min} (μ) gemessen	d_{min} (μ) berechnet
A 28 — A 32	4 — 5	8	8,3 — 7,5
A 8 — A 9	8,5	6	5,7
A 48	12	5	4,8
B 44 — B 46	5	8	7,5
B 112 — B 114	9	6	5,6
B 95 — B 96	16,5	5	4,1
B 302	20	4	3,7

Wie die Messungen von Diem [*1, 2*] bei Anströmgeschwindigkeiten von 50 m/sec zeigen, sind in den Wolken kleine Tropfen bis 2 μ Durchmesser vorhanden. Ihre Anzahl bleibt aber gering und beträgt etwa 10% der Gesamtzahl. Frith [*15*] weist auch auf diese Auslese der Tropfen hin; seine Angaben lassen aber keine quantitativen Aussagen zu, da keine Angaben über die Tropfenverteilung vorliegen. Wie unsere Messungen zeigen, wurde bei einer großen Anzahl von Gruppen die untere Ablagerungsgrenze nicht erreicht; z. B. lag sie bei den Gruppen B 180 und B 181 bei 4 μ, während die Spektren erst bei 6 μ begannen. Die entsprechenden Zahlen bei den Gruppen B 239 bis B 241 sind 4 μ und 9 μ. Alle Gruppen, die mit größeren Werten als dem Grenzwert d_{min} beginnen, wurden an Tagen mit Niederschlag gemessen.

Die Tropfen maximalen Durchmessers beeinflussen stark den Mittelwert $\bar{d}$ des Durchmessers (Tabelle 4). Fehlen große Tropfen über 20 μ, dann bleibt der mittlere Tropfendurchmesser in 77% kleiner als 12 μ; liegen die größten Tropfen zwischen 30 und 50 μ, dann gehören dazu mittlere Durchmesser über 15 μ.

b) Tropfenverteilung

Wir tragen die Häufigkeit der einzelnen Tropfen des Spektrums logarithmisch über dem Durchmesser auf.

mittleren Tropfendurchmessern (*Zahl der Fälle*)
maßgeblich den mittleren Tropfendurchmesser

30—35	35—40	40—45	45—50	50—55	55—60	60—65	65—70
4	1	—	—	—	—	—	—
9	5	1	2	1	—	—	—
24	24	20	15	3	2		1

Rein formal unterteilen wir die Tropfenspektren nach ihrer Form in schmale Spektren mit d 12,0 μ, die Spektren der Übergangszone mit 12,0 $\mu < d <$ 15,0 μ und in die breiten Spektren mit d 15,0 μ. Die schmalen Spektren (Abb. 3 *a*) zeigen einen steilen Anstieg, ein scharfes Maximum, fallen steil ab und enden spätestens zwischen 20 und 25 μ.

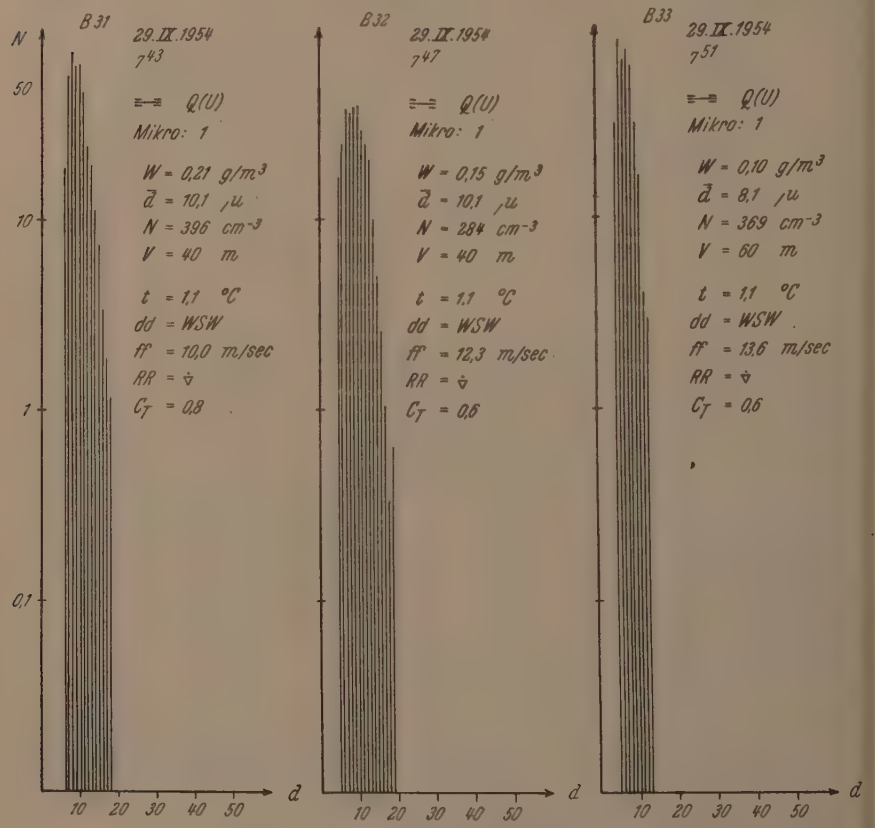

Abb. 3 *a*. Typische Bilder von schmalen Spektren (B 31—B 33)

Die Spektren der Übergangszone lehnen sich je nach Form und Art den schmalen bzw. breiten Spektren an. Die breiten Spektren (Abb. 3 *b*) haben ein breites Maximum mit einem langsamen Abfall zu den großen Durchmessern hin. Bei den schmalen Spektren treten selten Häufigkeiten eines Durchmessers unter 1/cm³ auf, die breiten Spektren haben bei den großen Tropfen (über 30 μ) oft Häufigkeiten von 0,1/cm³.

Um die Spektren einfach zu charakterisieren, geben die verschiedenen Autoren im allgemeinen einen mittleren Durchmesser an. Dabei finden folgende Mittelbildungen Verwendung:

Mittlerer Durchmesser aus dem arithmetischen Mittel: $a = \dfrac{\sum n_i d_i}{\sum n_i}$

Mittlerer Durchmesser aus der mittleren Fläche: $b = \sqrt{\dfrac{\sum n_i d_i^2}{\sum n_i}}$

Mittlerer Durchmesser durch Bildung von: $c = \dfrac{\sum n_i d_i^3}{\sum n_i d_i^2}$

Mittlerer Durchmesser aus dem mittleren Volumen: $\bar{d} = \sqrt[3]{\dfrac{\sum n_i d_i^3}{\sum n_i}}$

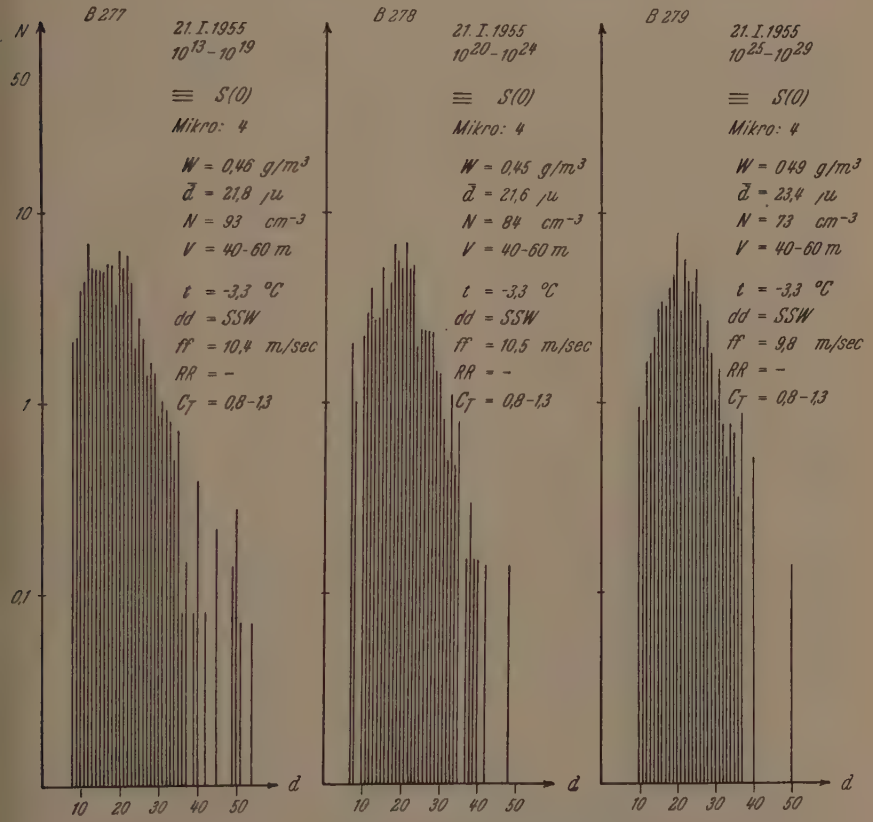

Abb. 3 *b*. Typische Bilder von breiten Spektren (B 277—B 279)

Einen Vergleich der einzelnen Berechnungen zeigt Tabelle 5. Der mittlere Durchmesser a hat die größten Abweichungen von d mit — 13,5% bei Gruppe A 47. Der Durchmesser b weicht mit dem Höchstwert von — 6,0% in B 114 ab. Für den Durchmesser c ergibt sich die größte Abweichung von + 10,8% bei Gruppe B 25.

Der Unterschied zwischen den einzelnen mittleren Durchmessern bleibt im allgemeinen unter $\pm 10\%$, so daß keine Notwendigkeit besteht, einen dieser Durchmesser zu bevorzugen. In Verbindung mit der Wassergehaltsbestimmung erscheint uns zweckmäßig, wie Best [17] und Levin und Starosta [18] $\bar{d}$ zu verwenden.

Tabelle 5. *Mittlerer Tropfendurchmesser nach verschiedenen Berechnungen* Der d-Wert einer Gruppe wurde als Mittel der d-Werte der Einzelbilder berechnet, die Durchmesser a, b und c dagegen aus den summierten Tropfenzahlen der gesamten Gruppe. Dadurch ist c nicht durch d^3 / b^2 gegeben

Gruppe	$\bar{d}$	a	Abweichung %	b	Abweichung %	c	Abweichung %
A 44	10,6	10,0	— 5,8	10,3	— 2,7	11,2	+ 5,7
A 47	25,5	22,3	— 13,5	24,0	— 5,8	27,2	+ 6,7
B 25	19,5	17,4	— 10,8	18,5	— 5,1	21,6	+ 10,8
B 38	24,1	22,6	— 6,2	22,7	— 5,8	26,3	+ 9,1
B 45	11,9	11,5	— 3,4	11,6	— 2,5	12,3	+ 3,4
B 57	8,1	7,7	— 4,9	7,9	— 2,5	8,6	+ 6,2
B 77	7,3	7,0	— 4,2	7,2	— 1,4	7,7	+ 5,4
B 114	13,3	12,0	— 9,8	12,5	— 6,0	14,3	+ 7,5
B 119	7,7	7,4	— 3,9	7,5	— 2,6	8,1	+ 5,2
B 160	12,4	11,8	— 4,8	12,0	— 3,2	13,2	+ 6,4
B 199	8,5	7,6	— 9,6	8,1	— 4,1	8,7	+ 3,0
B 210	22,9	20,6	— 10,0	21,6	— 5,7	24,8	+ 8,3
B 215	16,4	15,4	— 6,1	15,9	— 3,0	17,5	+ 6,7
B 240	21,5	20,4	— 5,1	21,0	— 2,4	22,8	+ 6,0
B 279	23,4	21,9	— 6,4	22,6	— 3,4	25,1	+ 7,3
B 300	9,3	8,9	— 4,3	9,2	— 1,1	9,5	+ 2,1

Ein Vergleich zwischen der am häufigsten beobachteten Tropfengröße einer Gruppe und ihrem mittleren Durchmesser $\bar{d}$ gab in den 370 Gruppen folgende wenig streuende Abweichung:

bei 238 Gruppen Abweichung von $\bar{d} < \pm 10\%$
bei 112 Gruppen Abweichung von $\bar{d}$ zw. $\pm$ 10—20%
bei 20 Gruppen Abweichung von $\bar{d} > \pm 20\%$

Best [17] kommt auf Grund empirischer Untersuchungen an den Tropfenverteilungen von Mazur [19], Diem [1, 2], Frith [15] und Hagemann [20] zu dem Ergebnis, daß die Häufigkeitsverteilung der Tropfengrößen in Wolken der Gleichung gehorcht:

$$1 - F = \exp.\left[-\left(\frac{x}{a}\right)^n\right] \qquad (5)$$

x = jeweiliger Durchmesser,
F = prozentualer Bruchteil des Wassergehaltes, der von Tropfen mit einem Durchmesser kleiner x gebildet wird,

n = Maß für die Breite des Spektrums,
a = Maßzahl für die Tropfengröße.

Nach Best [*21*] liegen die Werte von n zwischen 2 und 5, wobei große n schmale Spektren, kleine n breite Spektren bedeuten. Damit ist n ein Maß für die Breite der Spektren. Wir haben zum Vergleich eine Auswahl unserer Verteilungskurven nach Gl. (5) untersucht (Tabelle 6).

Tabelle 6. *Werte von n aus unseren Messungen*

Gruppe	W	N	d_{min}	$\bar{d}$	d_{max}	n					
B 27	0,30	455	4	8,5	18	3,8,	6,3,	8,0,	4,8,	5,9,	11,6
B 40	1,21	193	10	23,0	40	4,3,	4,1,	4,2,	3,3,	12,5,	3,0
B 41	1,45	233	9	22,8	43	4,2,	3,1,	2,7,	3,2,	3,8,	3,0
B 51	0,30	408	5	11,1	25	4,6,	2,6,	3,7,	6,0,	5,2,	4,3
B 97	0,60	220	6	17,4	30	8,1,	8,0,	7,8,	7,7,	12,4,	10,3
B 119	0,15	628	5	7,7	16	4,4,	1,4,	2,8,	1,8,	5,9,	2,6
B 153	0,42	278	7	14,3	25	9,3,	4,6,	7,9,	2,3		
B 198	0,11	685	4	6,9	12	6,0,	3,1,	3,6,	4,0,	2,5,	4,3
B 210	0,83	137	5	22,9	43	4,4,	7,5,	3,2,	3,9,	5,0,	2,2
B 238	0,42	361	5	13,1	33	7,0,	5,3,	5,0,	5,4,	1,4	
B 259	0,11	340	5	8,7	15	4,2,	4,4,	4,3,	4,2,	4,3	
B 278	0,45	84	7	21,6	48	5,5,	4,6,	3,8,	2,6,	5,1,	4,3
B 302	0,06	497	4	6,2	11	4,4,	3,2,	5,4,	7,7		
B 314	0,56	378	6	14,1	48	1,9,	1,6,	5,1,	0,4,	1,0	

Es besteht danach offensichtlich kein Zusammenhang zwischen der Breite eines Spektrums und den n-Werten. Sie schwanken zwischen 0,4 und 12,5 und überschreiten weit die von Best angegebenen Grenzen. Selbst innerhalb der einzelnen Gruppen ist die Schwankung von n noch groß. Diesen Ergebnissen zufolge kann die Gl. (5) in der Wolkenphysik nicht verwendet werden, da eine Zuordnung der einzelnen Größen, wie sie Best [*22*] bei der ursprünglichen Aufstellung der Gleichung für Regentropfen vornahm, für die Wolkenphysik keinen meteorologischen und physikalischen Sinn ergibt.

Wir haben weiterhin untersucht, ob die Spektrumsbreite durch das 3. Quartil zu charakterisieren ist.

Es ist:

$$\sum_{i=A}^{i=\bar{d}} n_i = 0{,}75 \sum_{i=A}^{i=E} n_i \qquad (6)$$

A = Spektrumbeginn,
E = Spektrumende.

Der Durchmesser, der zum 3. Quartil gehört, d. h. bis zu dem 75% der Gesamttropfenzahl aufsummiert sind, unterscheidet sich bis auf wenige Ausnahmen um weniger als 10% von $\bar{d}$ (Tabelle 7).

Tabelle 7. *Abweichung des 3. Quartils von* $\bar{d}$

Abweichung in %	< 1	1—5	5—10	> 10
Anzahl der Gruppen	47	217	99	7
Anzahl der Gruppen (%)	12,7	58,6	26,8	1,9

Für eine Anzahl von Gruppen wurde der Durchmesser D_{50} bestimmt, bei dem 50% des Wassergehaltes links und 50% rechts seiner Ordinate liegen (Tabelle 8). Auch zwischen D_{50} und $\bar{d}$ bestehen nur geringe Unter-

Tabelle 8. *Werte von* D_{50} *und* $\bar{d}$

Gruppe	W	$\bar{d}$	D_{50}	$\bar{d}/D_{50}$
B 27	0,30	8,5	9,0	0,94
B 40	1,21	23,0	24,7	0,93
B 41	1,45	22,8	25,0	0,91
B 51	0,30	11,1	10,8	1,03
B 97	0,60	17,4	17,8	0,98
B 119	0,15	7,7	8,0	0,69
B 153	0,42	14,3	14,0	1,02
B 198	0,11	6,9	6,6	1,04
B 210	0,83	22,9	24,6	0,93
B 215	1,54	16,4	16,9	0,97
B 238	0,42	13,1	13,1	1,00
B 259	0,11	8,7	9,4	0,93
B 278	0,45	21,6	23,9	0,90
B 302	0,06	6,2	6,9	0,90
B 314	0,56	14,1	14,6	0,96

schiede bis höchstens 10%. Da sich sowohl $\bar{d}$ und das 3. Quartil (Tabelle 7) als auch d und D_{50} (Tabelle 8) kaum unterscheiden, besteht zwischen dem 3. Quartil und D_{50} ebenfalls nur ein geringer Unterschied. Damit wird in Ergänzung zu Tabelle 4 eine genaue Abschätzung des Einflusses der großen Tropfen auf den Wassergehalt möglich. Mit nur 25% der Tropfenzahl ergeben sie die Hälfte des Wassergehaltes in einer Wolke.

Um zu zeigen, daß sich aus unseren Spektren und damit aus $\bar{d}$ keine Normalverteilungen errechnen lassen, haben wir verschiedene Fälle herausgegriffen und sie nach Foitzik [*23*] dargestellt (Abb. 4). Er wählt als Abszisse den Logarithmus des Verhältnisses des jeweiligen Durchmessers d_i zum häufigsten Durchmesser d_h und als Ordinate die relative Häufigkeit des Vorkommens der Tropfenzahl d_i mit $d_h = 100\%$.

Die Abbildungen zeigen, daß selbst durch die Verzerrung des Abszissenmaßstabes keine der Gaußschen Normalverteilung ähnliche Kurve erreicht wird und die Kurven untereinander stark abweichen. Das heißt aber: Die gemessenen Tropfenspektren lassen sich nicht formelmäßig darstellen.

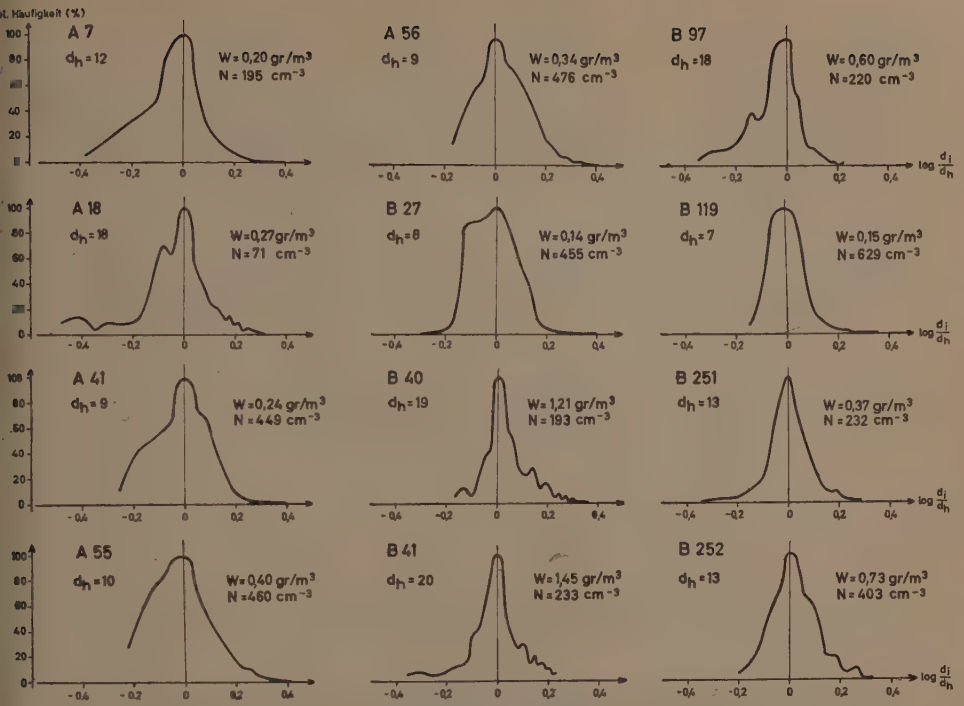

Abb. 4 *a*. Spektren aus den Serien A und B, gezeichnet nach Foitzik. Abszisse: Logarithmus d_i/d_h

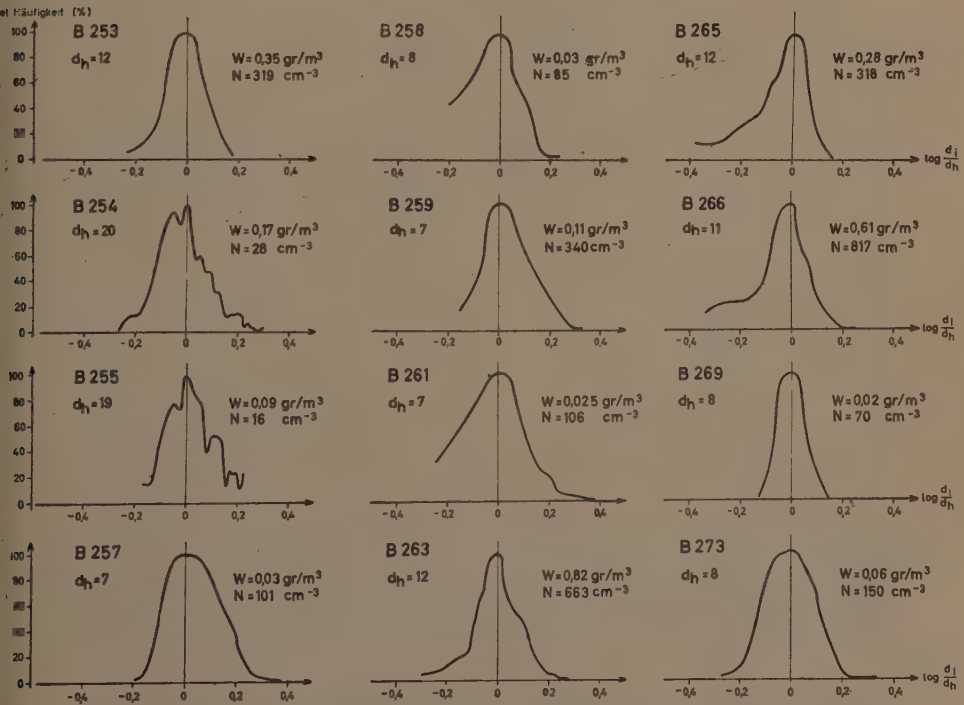

Abb. 4 *b*. Spektren aus den Serien A und B, gezeichnet nach Foitzik. Abszisse: Logarithmus d_i/d_h

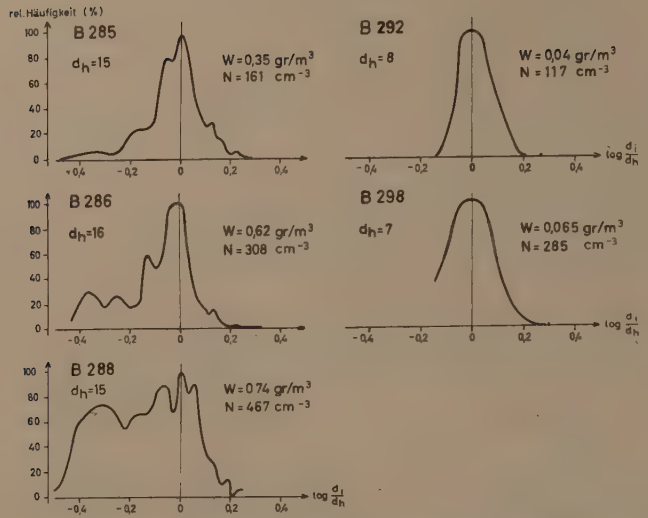

Abb. 4 c. Spektren aus den Serien A und B, gezeichnet nach FOITZIK. Abszisse: Logarithmus d_i/d_h

c) *Tropfenzahl*

In den Wolken schwankt die Zahl der Tropfen je Kubikzentimeter stark (Tabelle 9). In den 370 Gruppen der Serien A und B treten in 35,4%

Tabelle 9. *Gesamttropfenzahlen je Kubikzentimeter bei verschiedenen $\bar{d}$ (Zahl der Fälle)*

N/cm³ / $\bar{d}$ [μ]	< 100	100 bis 200	200 bis 300	300 bis 400	400 bis 500	500 bis 600	600 bis 700	700 bis 800	800 bis 900	900 bis 1000	>1000
< 12	58	56	29	21	13	8	5	2	1	1	—
12—15	16	26	16	10	3	1	1	—	—	—	1
> 15	57	32	9	2	—	—	2	—	—	—	—
Σ	131	114	54	33	16	9	8	2	1	1	1
%	35,4	30,8	14,5	9,0	4,3	2,4	2,2	0,5	0,3	0,3	0,3

Tropfenzahlen unter 100/cm³, in 54,1% zwischen 100 und 400/cm³ und über 400/cm³ nur in 10,5% aller Fälle auf. Schmale Spektren und Spektren der Übergangszone haben im allgemeinen Tropfenzahlen über 100/cm³. Sinkt die Zahl darunter ab, dann beobachteten wir bei den schmalen Spektren in allen Fällen und bei den Übergangsspektren in 14 Fällen

große Sichtweiten (> 80 m) und Nebeltreiben. In 119 Gruppen der schmalen Spektren (61,5%) und 56 Gruppen der Übergangsspektren (74%) werden Tropfenzahlen zwischen 100 und 500 Tropfen gemessen. Der Mittelwert dieser 119 schmalen Spektren beträgt 290/cm³, der der 56 Übergangsspektren 241/cm³.

Bei den 102 breiten Spektren haben 89 Gruppen Tropfenzahlen unter 200/cm³, davon 57 Gruppen unter 100/cm³. Im Gegensatz zu den schmalen und Übergangsspektren werden nur 13 Fälle bei Sichtweiten über 80 m und Nebeltreiben beobachtet. 9 Gruppen besitzen Tropfenzahlen zwischen 200 und 300/cm³, wobei 5 Gruppen bei Niederschlag, 3 in nässendem

Tabelle 10. *Gruppen mit Tropfenzahlen über 500/cm³*

Gruppe	Anzahl je cm³	Gruppe	Anzahl je cm³
A 37	559	B 199	634
B 57	522	B 200	573
B 95	583	B 214	632
B 115	701	B 215	664
B 119	629	B 226	620
B 123	564	B 263	603
B 158	534	B 264	1061
B 165	510	B 266	817
B 170	540	B 289	532
B 197	762	B 300	638
B 198	685	B 301	912

Nebel und 1 in Hochnebel gemessen wurden. Die restlichen 4 Gruppen mit Tropfenzahlen von 300 bis 700/cm³ verteilten sich auf Hochnebeltage, wobei in B 216 und B 286 Tropfenzahlen von 384 und 308/cm³ und in B 214 und B 215 die hohen Werte von 632 und 664 Tropfen je Kubikzentimeter beobachtet wurden.

Tropfenzahlen über 500/cm³ beschränken sich auf 22 Gruppen (Tabelle 10) mit dem Höchstwert von 1061 Tropfen je Kubikzentimeter in Gruppe B 264. 16 dieser Gruppen treten in Luftmassen mit raschen Hebungsvorgängen auf, die an bisher nicht wirksamen Kondensationskernen Tropfenbildung verursachen. Schulz [*24*] hat bei seinen experimentellen Untersuchungen den analogen Vorgang in Abhängigkeit von der Kühlgeschwindigkeit beobachtet.

Am deutlichsten werden die Spektren durch den Scheitelwert der Tropfenanzahl (N_{max}) und den mittleren Durchmesser d (Abb. 5) gekennzeichnet. In der Meßreihe A (Abb. 5*a*) liegen die Scheitelwerte der schmalen und Übergangsspektren immer über 15/cm³, bei den breiten Spektren mit Ausnahme von A 45 und A 46, die bei länger andauerndem Regen gemessen wurden, immer unter 15/cm³. In der Serie B (Abb. 5*b*) ist eine so strenge Unterteilung nicht möglich. Im Gebiet I sind alle Werte der schmalen und Übergangsspektren im Bereich N_{max} größer

15/cm³. Der Höchstwert wird mit 228 Tropfen je Kubikzentimeter bei B 119 beobachtet. Bei B 196 bis B 200 liegen die Maxima konstant zwischen 180 und 210/cm³ bei aus SW vordringender Warmluft. Die im Gebiet II zusammengefaßten Werte enthalten die Gruppen mit Sichtweite über 80 m und Nebeltreiben, bei denen Scheitelwerte erwartungsgemäß klein sind. Das Gebiet III umfaßt alle Gruppen mit breiten Spektren und N_{max} kleiner 15/cm³. Im Gebiet IV sind schließlich alle breiten

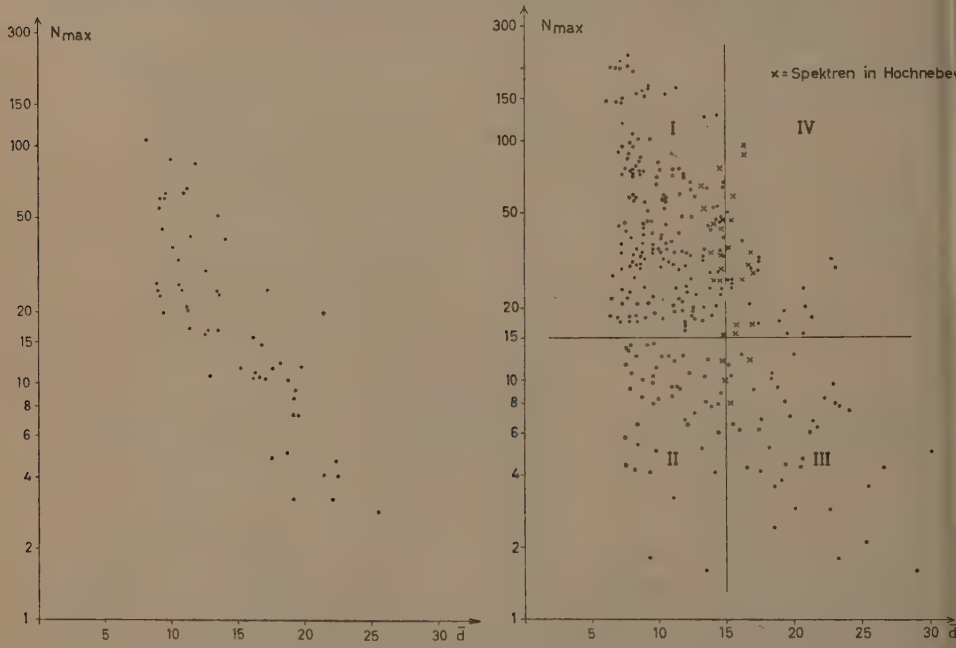

Abb. 5. Zahl der Tropfen im Maximum des Tropfenspektrums — links Meßreihe A' rechts Meßreihe B

Spektren mit Scheitelwerten zwischen 15 und 90 Tropfen je Kubikzentimeter enthalten. Sie treten nur an Tagen mit Nebel oder bei starkem Regen und nässendem Nebel auf.

Eine Vergrößerung des mittleren Durchmessers d, d. h. eine Verbreiterung des Spektrums, hat im allgemeinen eine Abnahme des Scheitelwertes zur Folge. Die Ausnahmefälle sind auf die Tage mit Niederschlag, nässendem Nebel oder Hochnebel beschränkt.

d) Vergleich mit anderen Messungen

Die Auszählung nach der Häufigkeit der mittleren Durchmesser ergab Werte zwischen 6 μ und 30 μ (Abb. 6) mit einem Maximum bei 8 μ und stimmt mit anderen Autoren (Tabelle 11) überein. AUFM KAMPE und WEICKMANN [4] geben den mittleren Durchmesser von 10 bis 55 μ

Tabelle 11. *Vergleichung der mittleren Tropfendurchmesser*
V = Verteilungskurven; E = Eisansatz an Stäben; O = optische Messung

Verfasser	Meßort	Meßjahr	$\bar{d}$	$\bar{d}$ bestimmt aus	Bemerkungen
Houghton and Bemis [*25*] ...	Mt. Washington	1937/39	5—20	V	alle Wolkenarten
Diem [*1*]	Flugzeug	1941	4—20	V	alle Wolkenarten
Diem [*2*]	Flugzeug	1942/44	4—20	V	alle Wolkenarten
Bickenbach und Weickmann [*3*]	Wasserkuppe	1944	5—20	V	alle Wolkenarten
Bricard [*26*]	Puy de Dôme		8—20	V	alle Wolkenarten
Levin und Starostina [*18*] ...	Elbrus	1951	6—25	V	alle Wolkenarten
Rittberger	Feldberg/Schwarzwald	1953/55	6—30	V	alle Wolkenarten
Frith [*15*]	Flugzeug	1947	10—20	V	Stratocumuluswolken
Zaitsev [*27*]	Flugzeug	1948	5—35	V	Cumuluswolken in verschied. Höhen
Aufm Kampe und Weickmann [*4*]	Flugzeug	1951	10—55	V	Cumuluswolken in verschied. Höhen
Murgatroyd [*5*]	Flugzeug	1954	10—30	V	Cumuluswolken in verschied. Höhen
Hagemann [*20*]	Hamburg-Fuhlsbüttel	1936	5—34	V	Küstennebel
Houghton and Radford [*28*] .	Round Hill	1936	25—75	V	Sea-fog-Messungen
Mahrous [*29*]	NE-Küste von England	1952	11—40	V	Sea-mist-Messungen
Kneusel [*30*]	Stubalpe bei Graz	1934	11—15	V	Bergnebel
Diem [*1*]	Flugzeug	1941	6—21	E	Ablagerung nach Albrecht
U.S. Air Force, Air Material Command [*31*].....	Mt. Washington	1946/47	5—40	E	Rotating-multicylinder-Messungen
Rittberger	Feldberg/Schwarzwald	1953	9— 20	E	Ablagerung nach Albrecht
Conrad [*32*]	Hoher Sonnblick	1900	27—37	O	
Wagner [*33*]	Hoher Sonnblick	1908	29—38	O	
Köhler [*34*]	Lappland	1925	14—64	O	

an, was durch die obere Grenze von 200 μ der noch vermessenen Tropfen bedingt ist. Süring [35] gibt als Grenze für Wolkenelemente 80 bis 100 μ, so daß Tropfen von 200 μ zu den Regenelementen zählen. Auch die von Houghton and Radford [28] in ihren Sea-fog-Messungen ge-

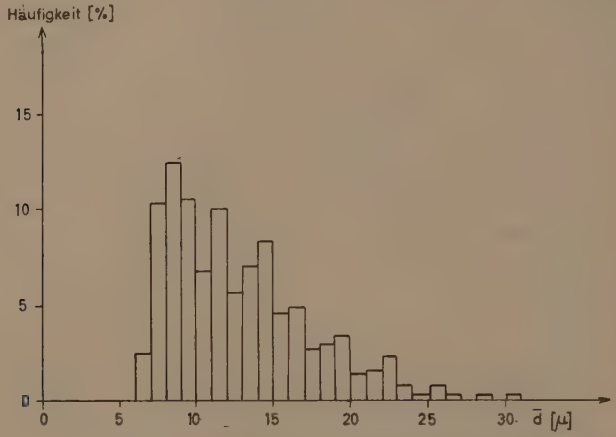

Abb. 6. Prozentuale Häufigkeit der mittleren Durchmesser d

fundenen Werte von 25 bis 75 μ sind auf die großen Nebeltröpfchen bis 120 μ zurückzuführen.

Ein Zusammenhang zwischen Tropfengröße und den meteorologischen Elementen konnte trotz unseres umfangreichen Materials nicht gefunden werden. Die meteorologischen Größen streuen in weiten Bereichen (Tabelle 12). Dabei wurden in dem angegebenen Bereich alle Temperaturen gleichmäßig erfaßt (Abb. 7).

Tabelle 12. *Streubereich der meteorologischen Elemente*

Meßgröße	Streubereich
Temperatur (t)	— 14,1 bis + 8,6° C
Dampfdruck (e)	1,6 bis 8,4 mm Hg
Windgeschwindigkeit (ff)	3,8 bis 33,0 m/sec
Windrichtung (dd)	alle Richtungen

Für den mittleren Durchmesser d finden wir eine Grenzlinie, die vermutlich vom Wasserdampfangebot und damit von der Temperatur abhängt. So wird z. B. bei — 10° C kein d größer 15 μ und bei — 15° C kein d größer 6—7 μ beobachtet. Eine Extrapolation der Grenzlinie führt zu der Folgerung, daß bei etwa — 20° C keine Spektren unterkühlter Wassertropfen mehr auftreten. Dies stimmt mit den experimentellen Untersuchungen von Schulz [24] überein, der bei — 20° C

bis $-25°$ C ein restloses Gefrieren aller Wassertropfen beobachtete. Oberhalb der Grenzlinie treten die mittleren Tropfendurchmesser gleichmäßig und unabhängig von der Temperatur auf.

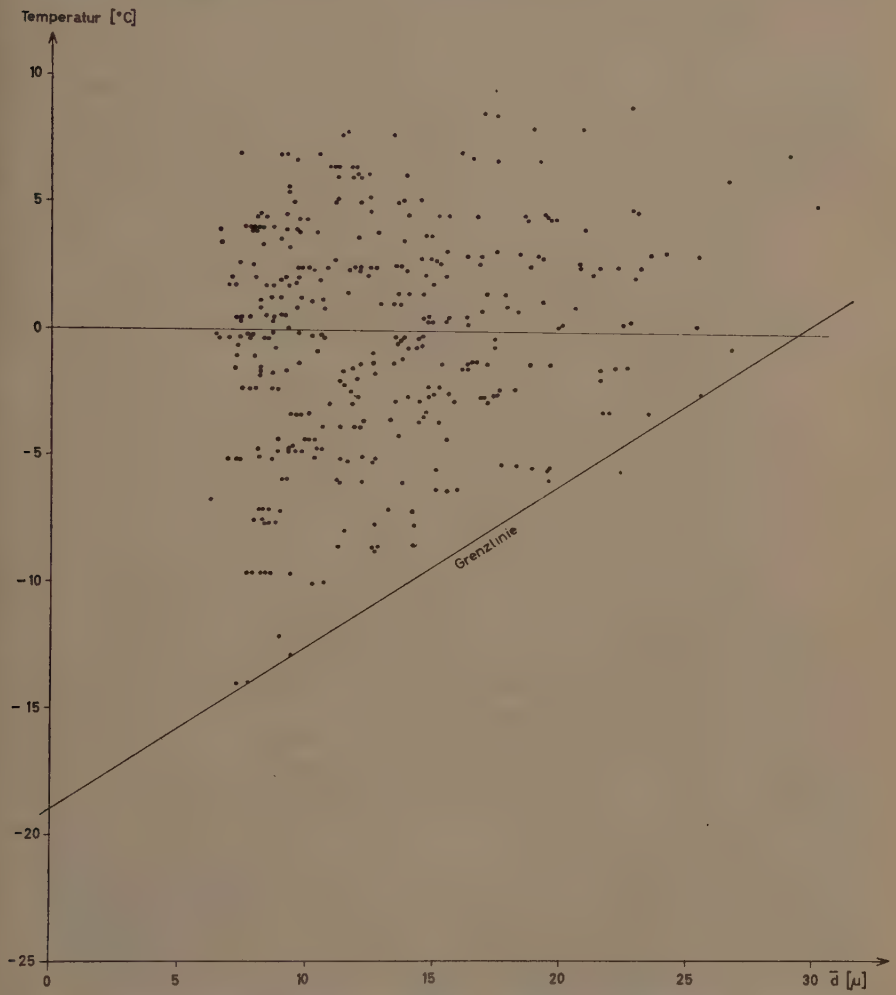

Abb. 7. Zusammenhang zwischen mittlerem Tropfendurchmesser und Temperatur

IV. Folgerungen aus dem Beobachtungsmaterial

1. Luftmassen und Tropfenverteilung

Während die Tropfenspektren zu den einzelnen meteorologischen Elementen keine Verbindung zeigen, ergibt sich in der Meßreihe A ein enger Zusammenhang zwischen den Tropfenspektren und den aus den Wetterkarten des Deutschen Wetterdienstes [*9—13*] bestimmten Luft-

massen (Tabelle 13). Schmale Spektren treten bevorzugt in Tropikluft, breite in Polarluft auf. Da die Serie A zur Überprüfung der Trabertschen Formel diente und deshalb nur bei Wetterlagen ohne Niederschlag und bei geringen Sichtschwankungen gemessen wurde, sollte diese Abhängigkeit von den Luftmassen durch die Messungen der Reihe B ohne Auslese nach Wetterlagen überprüft werden (Tabelle 13). Der Zusammenhang zwischen Spektrenbreite und Luftmassen — in Serie A gefunden — wurde nicht bestätigt. In der Meßreihe B treten schmale Spektren zu ungefähr 80% in Kaltluft, breite in beiden Luftmassen mit einem Übergewicht in der Warmluft auf. Fassen wir beide Meßreihen zusammen

Tabelle 13. *Zusammenhang zwischen Spektren und Luftmassen*

Mittlerer Durchmesser	< 12	12 bis 15	> 15 [μ]
a) in Serie A			
Tropikluft	15	4	—
Polarluft	7	4	26
b) in Serie B			
Tropikluft	20	23	45
Polarluft	135	37	31
Übergang	17	6	—
c) in Serie A und B			
Tropikluft	35	27	45
Polarluft	142	41	57
Übergang	17	6	—

(Tabelle 13), dann bleibt kein eindeutiger Zusammenhang zwischen Luftmassen und Tropfenspektren bestehen.

Dagegen konnte an Hand unseres umfangreichen Materials nunmehr festgestellt werden, daß mit einer Änderung der Luftmasse auch eine Änderung des Spektrums eintritt (Tabelle 14). Die in Tabelle 14 zusammengestellten Fälle umfassen dabei nur Gruppen, für die mit den Wetterkarten und dem Tagebuch des Observatoriums ein eindeutiger Wechsel der Luftmasse an Hand des Temperaturverlaufes nachgewiesen werden kann. Bei den vorliegenden 11 Fällen kann irgendein Zusammenhang zwischen Art des Luftmassenwechsels und Art des Spektrumswechsels nicht festgestellt werden.

2. Niederschlag und Tropfenverteilung

Die Auswertung der bei den verschiedenen Wetterlagen gewonnenen Meßreihe B zeigt, daß die Spektren weitgehend durch die Art und Lebensgeschichte der Wolken bestimmt werden. Deshalb haben wir das gesamte Material der Reihen A und B unter diesem Gesichtspunkt untersucht. Dabei erweist sich eine Unterteilung der Beobachtungen in Messungen ohne Niederschlag, mit Regen und mit Schneefall als zweckmäßig, wobei bei Regen oder Schnee Dauer, Art und Zeit wesentlich sind.

Tabelle 14. *Änderung des Tropfenspektrums bei Luftmassenwechsel*

Datum	Gruppe	Zeit	$\bar{d}$	Luftmassen	Temperatur °C	Bemerkungen
4. 4. 53	A 44	18.39	10,6	Warmluft	+ 2,0	
4. 4. 53	A 46	21.48	21,5	Kaltluft	— 2,2	Einbruch arktischer Kaltluft
5. 4. 53	A 47	06.22	25,5	Kaltluft	— 3,6	
6. 4. 53	A 48	16.17	9,6	Warmluft	— 0,2	Erwärmte Kaltluft
29. 9. 54	B 26	00.07	18,6	Warmluft	+ 4,6	Kaltlufteinbruch seit
29. 9. 54	B 27	07.23	8,5	Kaltluft	+ 1,2	Mitternacht
6. 10. 54	B 52	15.56	12,4	Warmluft	+ 5,3	
7. 10. 54	B 53	07.10	8,1	Kaltluft	— 1,8	Feucht-kalte Luftmassen
7. 10. 54	B 57	16.08	8,1	Kaltluft	— 1,6	Feucht-kalte Luftmassen
7. 10. 54	B 58	21.58	20,0	Warmluft	+ 0,2	Rasch durchziehende Warmluft
30. 10. 54	B 114	08.00	13,3	Warmluft	+ 7,7	
30. 10. 54	B 115	17.00	9,2	Kaltluft	+ 5,2	Beginnender Kaltluft-Vorstoß
25. 11. 54	B 158	10.57	9,2	Mischluft	0,0	
25. 11. 54	B 159	16.46	13,8	Warmluft	+ 2,4	Warmfront-Vorstoß
12. 1. 55	B 253	15.42	12,7	Warmluft	+ 3,8	
12. 1. 55	B 254	21.47	22,7	Kaltluft	+ 0,2	Kaltfront-Durchzug
12. 1. 55	B 256	22.00	25,3	Kaltluft	+ 0,2	
13. 1. 55	B 257	10.17	8,4	Kaltluft	— 7,7	Starker Kaltluft-Einbruch
13. 1. 55	B 261	10.29	7,9	Kaltluft	— 7,7	
13. 1. 55	B 262	19.58	13,2	Warmluft	— 2,0	Warmluft-Vorstoß
7. 2. 55	B 302	17.02	6,2	Kaltluft	— 7,0	
7. 2. 55	B 303	20.20	14,5	Warmluft	— 3,2	Feucht-milde Meeresluft

a) Tropfenspektren an Tagen ohne Niederschlag und an Tagen mit Regen

Die Fälle (239 Gruppen) ohne Niederschlag und mit Regen sind in Tabelle 15 zusammengefaßt. Dabei wurde unterteilt in schmale Spektren, breite Spektren und Spektren aus Hochnebel.

Tabelle 15. *Spektrum und Regendauer*

Bedeutung der einzelnen Spalten: Spalte 1: kein Niederschlag; Spalte 2: kurzzeitiger Niederschlag (bis ungefähr 1 Stunde) vor Meßbeginn und Niederschlagsbeginn mit Meßbeginn; Spalte 3: Niederschlagsende eine Stunde vor Meßbeginn und nach Messung längere Zeit kein Niederschlag; Spalte 4: Niederschlagsdauer vor Meßbeginn 1 bis 6 Stunden; Spalte 5: Niederschlagsdauer vor Meßbeginn mehr als 6 Stunden (kurzzeitige Unterbrechungen werden in Spalte 4 und 5 nicht berücksichtigt)

Spektrum	1	2	3	4	5
Schmal	69	50	15	—	—
Breit	—	—	6	21	50
Aus Hochnebel	28	—	—	—	—

Aus der Tabelle folgt:

1. Bei schmalen Spektren tritt kein oder nur kurzzeitiger Regen auf.
2. Breite Spektren sind bevorzugt mit länger andauerndem Regen gekoppelt.
3. Spektren in Hochnebel (HN) sind gesondert zu behandeln.

Der Nachweis für diese These kann an Hand des Beobachtungsmaterials geführt werden, das vollständig bei der Dokumentation zu finden ist.

Zu 1. Zur Beurteilung der schmalen Spektren stehen 134 Gruppen zur Verfügung. Der mittlere Tropfendurchmesser $\bar{d}$ liegt zwischen 6,2 und 14,4 μ mit der folgenden Verteilung:

Durchmesser μ	6,1 bis 7,0	7,1 bis 8,0	8,1 bis 9,0	9,1 bis 10,0	10,1 bis 11,0	11,1 bis 12,0	12,1 bis 13,0	13,1 bis 14,0	14,1 bis 15,0
Zahl der Fälle	5	19	28	24	18	22	10	7	1

Gegenüber der ursprünglichen Einteilung der schmalen Spektren bis 12,0 μ sind hier 18 Gruppen mit größerem mittlerem Durchmesser herangezogen worden, die durch die Genese und die Lebensgeschichte der Wolken zu den schmalen Spektren gehören und zeigen, daß die willkürlich festgelegte obere Zahlengrenze 12 μ für 86% aller Fälle gilt, aber nicht als absolutes Maß aufzufassen ist. Damit erhält der Begriff der Übergangsspektren eine neue Deutung. Sie stellen in allen Fällen die Überlappungszone dar, in der sie rein zahlenmäßig zu den schmalen oder breiten Spektren tendieren, richtig aber nur auf Grund ihrer Entstehung einzuordnen sind. Wir können daher die Übergangsspektren im Zusammenhang mit dem Niederschlag bei den beiden Gruppen „schmal" und „breit" zwanglos einordnen.

Die Auszählung der 134 Messungen nach ihrer Lage zum Niederschlag ergibt:

Niederschlag mindestens 10	Stunden vor und nach der Messung	15	11,2
„ „ 3	„ „ „ „ „ „	46	34,3
„ „ 1	„ „ „ „ „ „	23	17,2
„ „ 0,05	„ „ „ „ „ „	26	19,4
„ bei Messung		24	17,9

Dabei liegt bei 1 bzw. 0,05 Stunden mit Ausnahme von 4 Fällen die zweite Niederschlagsperiode mehrere Stunden vor oder nach der Messung, d. h. es wurde unmittelbar vor oder nach Niederschlag gemessen. Die 24 Gruppen mit Niederschlag bei der Messung (B 27—B 33, B 47—B 48, B 105—B 109, B 115—B 116, B 124—B 127 und B 167—B 170) wurden bei Regentropfen oder leichtem Regen gemessen.

Die Fälle mit mittleren Tropfendurchmessern d größer 12,0 μ liegen eindeutig. Z. B. gibt ein Fall B 1 ein in der Ausdehnung ausgesprochen schmales Spektrum, bei dem aber die Tropfen kleiner 8 μ fehlen und deshalb $d = 13{,}5$ μ wird. B 44 und B 46 stellen den Übergang von einer Regenlage in eine niederschlagsfreie Lage dar, wobei der Anteil großer Tropfen nur langsam zurückgeht.

Zu 2. Zum Nachweis der These 2 stehen 77 breite Spektren zur Verfügung. Die mittleren Durchmesser d schwanken zwischen 11,1 und 30,1 μ mit einer Häufung um 15 μ und 20 μ.

$\bar{d}$	11,1 bis 12,0	12,1 bis 13,0	13,1 bis 14,0	14,1 bis 15,0	15,1 bis 16,0	16,1 bis 17,0	17,1 bis 18,0	18,1 bis 19,0	19,1 bis 20,0	20,1 bis 21,0
Zahl der Fälle	5	3	7	11	6	7	6	6	7	5

$\bar{d}$	21,1 bis 22,0	22,1 bis 23,0	23,1 bis 24,0	24,1 bis 25,0	25,1 bis 26,0	26,1 bis 27,0	27,1 bis 28,0	28,1 bis 29,0	29,1 bis 30,0	30,1 bis 31,0
Zahl der Fälle	5	2	2	1	1	1	—	1	—	1

Von den 77 Messungen liegen 62 über 14,1 μ. Die Festlegung der Grenzen durch $\bar{d}$ ist im vorhergehenden Abschnitt hinreichend geklärt.

Von den insgesamt 77 Messungen fanden 54 bei Regen statt und bedürfen keiner Diskussion. Die restlichen 23 Spektren gliedern sich in zwei Gruppen. 17 davon (A 39, 40, 45, 46, 51, B 40, 41, 58, 59, 97, 98, 209, 210, 242—245) wurden während kürzerer Unterbrechungen des Regens bei andauernder Regenbereitschaft gemessen. Meist regnete es nur wenige Minuten vor oder nach der Messung. Die restlichen sechs Fälle sind der Einzelbetrachtung wert.

Zwei Fälle (B 263 und B 264) wurden nach 22 Uhr gemessen, der letzte Niederschlag fiel um 20.26 Uhr, der nächste einen Tag später um 15.32 Uhr. Es liegt ein typisches Beispiel vor, wie nach Regen die Spektren mit der nachlassenden Niederschlagsbereitschaft schmal werden. Auch zwei andere Fälle (B 42 und B 43) lassen sich so deuten, zumal in den vorherrschenden Fällen (B 40 und B 41) die breiten Spektren *im* Regen mit $d = 23{,}0$ μ und 22,8 μ vorliegen, die 2 Stunden *nach* dem Regen auf 19,1 μ und 17,4 μ zurückgehen.

Die beiden letzten Fälle (B 281 und B 282) bestätigen das Vorangegangene. Die Beispiele haben bei den schmalen Spektren ihr Analogon, wo eine Verbreiterung der Spektren die kommende Regenbereitschaft anzeigt (z. B. B 112—B 114, B 44—B 48).

Zu 3. Es liegen 28 Spektren in Hochnebellagen vor. Da Pettersen [*36*] und Georgii [*37*] Hochnebellagen ohne Angaben über die Größe und Verteilung der Tröpfchen beschrieben haben und nur die Messungen von Kneusel [*30*] Tropfengrößen bringen, stellen wir unsere Messungen etwas ausführlicher dar.

Die Spektren der Hochnebel schwanken innerhalb enger Grenzen zwischen 13,1 und 17,0 μ.

Durchmesser.....	13,1—14,0	14,1—15,0	15,1—16,0	16,1—17,0
Zahl der Fälle.....	4	10	7	7

In einzelnen Fällen (B 188, B 189) treten Spektren mit Tropfen bis 70 μ Durchmesser auf. Der Wassergehalt zeigt eine deutliche Verschiebung der häufigsten Werte. Bei Berücksichtigung aller Messungen werden Wassergehalte zwischen 0,11 und 0,20 g/m³ am häufigsten beobachtet; sie verschieben sich bei Hochnebel auf 0,31 bis 0,40 g/cm³. Der Mittelwert $\bar{W}$ für Hochnebel ist 0,48 g/cm³ und liegt oberhalb 85% aller Beobachtungen. Darüber hinaus überschreiten im Hochnebel zwei Gruppen den Wert von 1,0 g/cm³, der nur insgesamt 5mal beobachtet wurde. Entsprechend der hohen Wassergehalte ist auch die Tropfenanzahl wesentlich größer als normal:

Tropfenzahl/cm³.	1—100	101—200	201—300	301—400	401—500	501—600	601—7
Zahl der Fälle..	3	11	6	4	1	1	1

Für alle Hochnebelfälle am Feldberg ist damit kennzeichnend die gleichmäßige mittlere Tropfengröße, der hohe Wassergehalt und die hohe Tropfenanzahl. In keinem Fall tritt Niederschlag auf, und im Gegensatz zur zweiten These sind hier breite Spektren nicht mit Niederschlag verknüpft.

Aus den bisherigen Messungen fallen fünf Gruppen heraus. Am 11. 4. 1953 wurden 6 Stunden nach ergiebigen Regenfällen zwei Gruppen (A 53 und A 54) mit breiten Spektren beobachtet. Der nächste Niederschlag fiel erst nach 48 Stunden. Trotz der langen Zwischenzeit bleiben die Spektren breit und stellen damit eine extreme Hochnebellage dar. — Drei andere Gruppen (B 277 bis B 279) waren wolkengenetisch ein zwar nicht ganz seltener Fall, meßtechnisch aber schwer erfaßbar. Bei Alpensicht (200 km) lag über dem Feldberg eine ac trans-Decke in etwa 2000 m Höhe über der Station, die sich 4 Stunden (07 bis 11 Uhr) in die Gipfelzone des Feldberges absenkte. Der Vorgang war großräumig und wurde auch vom Säntis aus beobachtet. Die Sicht ging auf 20 m zurück, um nachher mit der Wolkenhebung wieder auf 200 km anzusteigen. Die großen Tropfen lassen auf einen Ausregnungsvorgang schließen.

b) Tropfenspektren an Tagen mit Schneefall

An Tagen mit Schneefall wurden bei Temperaturen unterhalb 0° C 126 Spektren (Tabelle 16) beobachtet, die aus unterkühlten Wassertröpfchen bestanden. Nach den Anschauungen von Bergeron [*38*] und Findeisen [*39*] war mit dem gleichzeitigen Auftreten von Wassertröpfchen und Schneekristallen über längere Zeit hinweg nicht zu rechnen. Unsere Beobachtungen ergeben:

1. Schmale Spektren sind an kurzzeitige und geringfügige Schneefälle gebunden.

2. Breite Spektren werden bei länger andauerndem Schneefall mit mäßiger und starker Intensität gemessen.

Tabelle 16. *Spektrum und Schneefall*

(Legende siehe Tabelle 15)

Spektrum	2	3	4	5
Schmal	36	21	8	7
Breit	—	6	25	23

Zu 1. Schmale Spektren mit Schneefall wurden in 72 Fällen vermessen. Sie verteilten sich auf einen auffallend engen Bereich zwischen 6,4 und 12,5 μ mit einem Schwergewicht (72%) zwischen 7,1 und 10,0 μ. Der Schneefall

$\bar{d}$ zwischen	6,1 bis 7,0	7,1 bis 8,0	8,1 bis 9,0	9,1 bis 10,0	10,1 bis 11,0	11,1 bis 12,0	12,1 bis 13,0
	4	16	19	17	7	8	1

war schwach, oft nur Schneeflocken oder fehlte bei der Messung völlig; er trat aber in allen Fällen vorher oder nachher auf. Lag zwischen dem Niederschlag und der Messung ein längerer Zeitraum als 6 Stunden, so wurden die Gruppen als Fälle ohne Niederschlag eingeordnet.

Zu 2. Die 54 breiten Spektren bei Schneefall stellen kein so homogenes Material wie die entsprechenden schmalen Spektren dar. Sie verteilen sich auf den weiten Bereich von 11,5 bis 25,5 μ mit einem Schwerpunkt bei 15 μ:

$\bar{d}$	11,1 bis 12,0	12,1 bis 13,0	13,1 bis 14,0	14,1 bis 15,0	15,1 bis 16,0	16,1 bis 17,0	17,1 bis 18,0	18,1 bis 19,0
Fälle	2	6	7	10	3	5	3	5

$\bar{d}$	19,1 bis 20,0	20,1 bis 21,0	21,1 bis 22,0	22,1 bis 23,0	23,1 bis 24,0	24,1 bis 25,0	25,1 bis 26,0	
Fälle	5	—	1	5	—	—	2	—

c) Zusammenfassung der Ergebnisse der Tropfenspektren

Bei Fällen ohne Niederschlag und bei nur geringem oder kurzzeitigem Niederschlag finden wir immer schmale Spektren. Bei länger andauerndem Niederschlag treten bevorzugt breite Spektren auf. Eine Ausnahme davon bilden ausschließlich die Hochnebellagen mit breiten Spektren ohne Niederschlag. Dabei besteht in Regen- und Schneewolken kein Unterschied in bezug auf die Größe der Wolkenelemente.

Die Änderung der Spektrenbreite mit dem Niederschlag läßt sich durch analoge Vorgänge erklären, wie sie Diem [*40, 41*] bei der Messung des Staubniederschlages aus der Atmosphäre fand. Regen oder

Schnee waschen einen Teil der in der Luft vorhandenen Kondensationskerne aus, und damit wird die Neubildung von Wolkentröpfchen geringer. Der bei den Hebungsvorgängen während des Niederschlags angebotene Wasserdampf lagert sich an den vorhandenen Tröpfchen an und bewirkt ihr Wachstum zu größeren Tropfen. Die in breiten Spektren auftretenden Unterschiede in der Fallgeschwindigkeit der einzelnen Tropfen können zur Koagulation und damit zur beobachteten Abnahme der Tropfenzahl je Kubikzentimeter (Abb. 5) führen.

Diese Deutung kann nur durch gleichzeitige Messungen der Kondensationskerne und der Tropfen in Wolken überprüft werden, die bisher nicht vorliegen. Einen ersten Versuch zur Bestimmung der Kernzahlen in Wolken beschreibt Foitzik [*23*]. Wieland [*42*] mißt bei Übersättigungen, die den natürlichen Verhältnissen entsprechen, und bestimmt damit die tatsächlich wirksamen Kondensationskerne.

Grundlegend neue Erkenntnisse brachten die Untersuchungen in Wolken mit Schneefall. Nach der Niederschlagstheorie von Bergeron [*38*] und Findeisen [*39*] ist mit großtropfigem und ergiebigem Niederschlag nur zu rechnen, wenn die Tropfenbildung über die Eisphase infolge des Dampfdruckunterschiedes zwischen Wasser und Eis erfolgt. Nach der Findeisen-Theorie kann eine unterkühlte Wasserwolke bei gleichzeitigem Vorhandensein von Eis nicht stabil sein. Im Gegensatz dazu haben wir zum Teil über Stunden hinweg gleichzeitig Eisteilchen und unterkühlte Wassertröpfchen beobachtet. Dieses in Wolken festgestellte Ergebnis war experimentell schon von Tammann und Boehme [*43*], Diem [*44*] und Schulz [*24*] gefunden worden, wobei Schulz die Grenze des Einflußbereiches der Eisteilchen zu etwa zehn Eisteilchenhalbmesser angibt. Nach unseren Messungen bilden 1000 Tropfen je Kubikzentimeter mit 50 μ Durchmesser das obere Extrem. Es befindet sich dann im Kubikzentimeter alle 1000 μ ein Tropfen, der nach den Zahlen von Schulz kaum durch ein Eisteilchen beeinflußt wird. Die Annahme, daß alle unsere Messungen in der „Mischungszone" nach Findeisen stattfanden, ist unwahrscheinlich.

Damit kann die Bergeron-Findeisen-Theorie keine allgemeine Gültigkeit besitzen, und auch die Folgerungen in bezug auf künstliche Wolkenbeeinflussung bedürfen einer kritischen Bewertung.

Da wir in Wolken auch außerhalb des Tripelpunktes das gleichzeitige Vorhandensein der drei Phasen des Wassers festgestellt haben, liegt es erneut nahe, die Wolken im Sinne von Schmauss [*45*, *46*] als Aerosol zu betrachten und den durch die thermodynamischen Betrachtungen von Bergeron und Findeisen etwas in den Hintergrund gedrängten kolloidphysikalischen Vorgängen wieder einen entscheidenden Anteil einzuräumen.

3. Wolkenform und Tropfenverteilung

Bricard [*26*] und Diem [*1*, *2*] geben für mehrere Wolkentypen die Größe der Wolkenelemente an. Diem [*2*] zeichnet für verschiedene Wolkentypen mittlere Verteilungskurven, wobei auf die möglichen Abweichungen

hingewiesen wird. Wir haben versucht, die vorliegenden Messungen entsprechend einzuordnen. Zur Bearbeitung wurden die Wolkenbeobachtungen der Meßstation selbst, sofern die Wolken vor und nach der Messung zu erkennen waren, und die Beobachtungen von sechs Stationen der näheren und weiteren Umgebung herangezogen (Abb. 8). Dabei traten Schwierigkeiten durch die Unterschiede der Beobachtungszeiten der einzelnen Stationen auf. Basel gibt stündlich die Aeromeldungen, Freiburg und Friedrichshafen Tag und Nacht, Freudenstadt, Klippeneck und Säntis bei Tag die 3stündigen Synop-Meldungen. Deshalb konnten bei den Nacht-

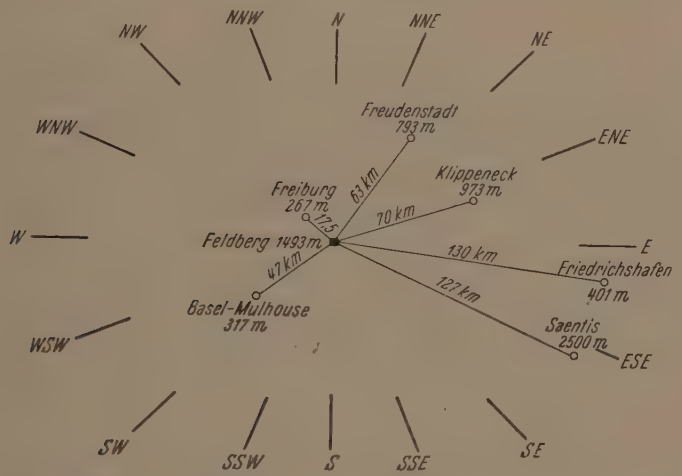

Abb. 8. Lageskizze der Stationen zur Wolkenbeobachtung

messungen der Meßserie A die Wolkenarten nicht genau angegeben werden. Ungünstig wirkt sich weiter die verschiedene Höhenlage der Stationen aus, die zu einer unterschiedlichen Wolkenansprache der Beobachter führt. Eine Differenzierung der Wolkentypen nach dem Wetterschlüssel [*47*] konnte daher nicht erfolgen, und es wurde nach W. Peppler [*48*] in Quellwolken, Quell- + Schichtwolken und Schichtwolken unterteilt (Tabelle 17).

Bei der Quellbewölkung aus jungen Cumuli liegen die mittleren Tropfendurchmesser unter 12 μ, d. h. es werden nur schmale Spektren gemessen. Die Verteilung hat große Ähnlichkeit mit der mittleren Tropfenkurve in Schönwetter-Cumuli (Cu 1) nach Diem [*2*]. Quellbewölkung mit breiten Spektren, wie sie von aufm Kampe und Weickmann [*4*], Murgatroyd [*5*], Zaitsev [*27*] und Battan and Reitan [*49*] in schweren Cumuluswolken gefunden wurde, haben wir nicht beobachtet, da der Feldberg unterhalb der Basis dieser Wolken liegt.

Quell- + Schichtwolken stellen den Übergang von den Quellwolken zu den Schichtwolken dar, mit einer Verschiebung zu größeren Tropfendurchmessern und einem häufigsten Wert um 12 μ Durchmesser.

Tabelle 17. *Wolkenform*

$\bar{d}$	6,1 bis 7,0	7,1 bis 8,0	8,1 bis 9,0	9,1 bis 10,0	10,1 bis 11,0	11,1 bis 12,0	12,1 bis 13,0	13,1 bis 14,0	14,1 bis 15,0	15,1 bis 16,0	16 b 17
Quellwolken Q	6	28	30	20	9	2	—	—	—	—	—
Quell- + Schichtwolken $Q + S$	—	4	7	3	2	9	4	5	—	—	—
Schichtwolken S	3	4	7	16	17	24	15	16	20	12	1
Hochnebel HN	—	—	—	—	—	—	—	4	10	7	
Wolkenform nicht bestimmt	—	1	—	3	—	2	3	1	—	—	—

Die Schichtwolken haben mittlere Tropfendurchmesser zwischen 6 und 31 μ mit einer Häufung zwischen 9 und 20 μ.

Der Hochnebel als besondere Wolkenform hat gleichförmige Spektren mit mittleren Durchmessern zwischen 13 und 17 μ.

Bei zehn Fällen ist auf Grund fehlender Angaben eine Zuordnung zu einer Wolkenart nicht möglich.

4. Wassergehalt

Die bei den Messungen auf dem Feldberg gefundenen Werte des Wolkenwassergehaltes liegen zwischen 0,003 und 1,54 g/m³. Eine Mittel-

Tabelle 18. *Häufigkeitsverteilung*

Wassergehalt	0 bis 0,05	0,06 bis 0,10	0,11 bis 0,20	0,21 bis 0,30	0,31 bis 0,40
Sicht < 80 m	42	58	76	43	36
Sicht > 80 m und Nebeltreiben	44	11	3	—	—
Summe	86	69	79	43	36
(%)	23,2	18,6	21,4	11,6	9,7

bildung ist sinnlos, da ein solcher Wert den durch die Wolkenarten und die Wetterlagen bedingten Eigenheiten nicht gerecht wird. Die Auszählung (Tabelle 18) erfolgt nach Sichtweiten unter 80 m (312 Gruppen) und nach den Sichtweiten über 80 m einschließlich Nebeltreiben (58 Gruppen).

Bei Sichtweiten über 80 m und mit Nebeltreiben kommen keine Wassergehalte über 0,20 g/m³ vor und 95% liegen unter 0,10 g/m³. Auch bei den Sichtweiten unter 80 m überwiegen wegen der zahlreichen schmalen Spektren die Wassergehalte unter 0,20 g/m³. Damit fallen 63,2% aller Messungen unter 0,20 g/m³ und 90,7% unter 0,50/g m³. Von den verbleibenden 9,3% umfassen 7,8% Werte von 0,51 bis 0,90 g/m³ und nur bei fünf Gruppen (B 40, B 41, B 214, B 215 und B 240) wurden Wassergehalte mit mehr als 0,90 g/m³ gefunden. Der absolute Höchstwert wurde mit 1,54 g/m³ am 18. 12. 1954 beobachtet. Die hohen Werte

nittlerer Tropfendurchmesser

17,1 bis 18,0	18,1 bis 19,0	19,1 bis 20,0	20,1 bis 21,0	21,1 bis 22,0	22,1 bis 23,0	23,1 bis 24,0	24,1 bis 25,0	25,1 bis 26,0	26,1 bis 27,0	27,1 bis 28,0	28,1 bis 29,0	29,1 bis 30,0	30,1 bis 31,0
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
1	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
11	11	13	5	6	9	3	1	3	1	—	1	—	1
—	—	—	—	—	—	—	–	—	—	—	—	–	—
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—

des Wassergehaltes wurden bei Niederschlag im Hochnebel oder im nässenden Nebel gemessen.

Da die Auffangmethode Momentanwerte ergibt, haben wir sie mit synchronen Messungen nach der Ablagerungsmethode nach ALBRECHT verglichen, die Mittelwerte über längere Zeiträume ergibt (Tabelle 19). In den homogenen Wolken der Meßreihe A ist die Übereinstimmung gut. In der Serie B wurden keine Vergleichsmessungen durchgeführt.

Unsere Messungen des Wolkenwassergehaltes stimmen mit den Ergebnissen anderer Autoren gut überein (Tabelle 20). Höhere Werte des Wassergehaltes wurden von ZAITSEV [27] in schweren Cumuli mit

des Wolkenwassergehaltes

0,41 bis 0,50	0,51 bis 0,60	0,61 bis 0,70	0,71 bis 0,80	0,81 bis 0,90	0,91 bis 1,00	1,01 bis 1,10	1,11 bis 1,20	1,21 bis 1,30	1,31 bis 1,40	1,41 bis 1,50	1,51 bis 1,60
23	10	7	6	6	—	—	—	1	1	2	1
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
23	10	7	6	6	–	—	—	1	1	2	1
6,2	2,7	1,9	1,6	1,6	—	—	—	0,3	0,3	0,6	0,3

Tabelle 19. *Wolkenwassergehalt nach verschiedenen Meßmethoden berechnet; alle Werte aus Serie A*

Datum	Ablagerungsmethode (nach ALBRECHT) Zeit	*W*	Auffangmethode Zeit	*W*
19. 2. 53	18.15—19.15	0,20	18.10—18.29; 18.43—19.03	0,22; 0,23
19. 2. 53	18.15—21.15	0,22	18.10—18.29; 18.43—19.03	0,22; 0,23
19. 2. 53	22.45—23.45	0,28	22.48—23.01; 23.27—00.17	0,25; 0,27
19. 2. 53	22.45—00.05	0,33	22.48—23.01; 23.27—00.17	0,25; 0,27
20. 2. 53	06.40—07.10	0,42	06.45—06.56; 07.03—07.08	0,31; 0,26
20. 2. 53	06.40—07.40	0,36	06.45—06.56; 07.03—07.08	0,31; 0,26
31. 3. 53	11.50—12.40	0,16	11.33—11.39;	0,18
16. 4. 53	17.45—18.43	0,18	17.57—18.13; 18.29—18.36	0,34; 0,40
16. 4. 53	18.50—19.18	0,36	17.57—18.13; 18.29—18.38	0,34; 0,40

1,7 und 4,1 g/m³ und von aufm Kampe und Weickmann [4] mit bis zu 5,6 g/m³ gemessen.

Tabelle 20. *Wolkenwassergehaltwerte aus den Messungen verschiedener Autoren*

Name	Meßort	W g/m³ min.	W g/m³ mittel	W g/m³ max.	Bemerkungen
Diem [1]	Flugzeug	0,07	0,16	0,65	
Diem [2]	Flugzeug	0,02	—	1,3	
U. S. Air Forces [31]	Mt. Washington	—	0,41	1,44	häufigster Wert: 0,24 g/m³
Lewis [50]	Flugzeug	0,02	0,51	2,0	Cu-Wolken
Lewis [50]	Flugzeug	0,01	0,13	0,7	St-Wolken
Kline and Walker [51]	Flugzeug	0,06	0,30	1,3	Schichtwolken
Levin und Starostina [18]	Elbrus	—	—	1,5	
Bricard [26]	Puy de Dôme	—	0,4—0,6	—	

Die Kenntnis des Wolkenwassergehaltes ist von Bedeutung für die Bestimmung der Nebelfrostablagerung an Hochspannungsleitungen und Masten, wie sie Diem [52] und Waibel [53] durchführten.

Ein Zusammenhang zwischen dem Wassergehalt einer Wolke und den meteorologischen Elementen wurde nicht gefunden.

5. Die Trabertsche Formel

Durch theoretische Überlegungen über die Extinktion des Lichtes in Wolken gelangte Trabert [54] zu einer einfachen Formel über die Sichtweite in Wolken. Sie ist direkt proportional dem mittleren Durchmesser und umgekehrt proportional der in der Volumeneinheit enthaltenen Masse der Tröpfchen.

$$V \cdot W = C \cdot \bar{d} \qquad (7)$$

V = Sichtweite in m; d = mittlerer Tropfendurchmesser in μ; W = Wassergehalt in g/m³.

Trabert berechnet C zu 7 aus Wassergehaltsmessungen und Sichtschätzungen, die Conrad [32] auf dem Hohen Sonnblick ausführte, und Tropfendurchmesserbestimmungen von Assmann [55] auf dem Brocken. Köhler [34] bestimmt den Wert von C zu 3,05 aus den Messungen von Conrad [32] und Wagner [33] und seinen eigenen vom Halldde-Observatorium. Dabei betont Köhler, daß seine Messungen infolge geringer Anzahl dichter Wolken nicht genau genug seien, um endgültige Ergebnisse zu bringen. Unter Verwendung der Werte von Conrad und Wagner gibt Richardson [56] den Wert der Größe C mit 2,9 an. Die Messungen von Houghton and Radford [28] auf dem Mt. Washington weichen von den oben angeführten Werten von C ab.

Aufm Kampe [7] glaubt auf Grund der Angaben von Köhler und Richardson den Wert $C = 3{,}0$ als gesichert annehmen zu dürfen. Aus seinen im Flugzeug durchgeführten Sichtmessungen und mit den von

Diem [*1*, *2*] bei anderen Messungen nach der Auffangmethode gefundenen Tropfendurchmessern bestimmt er über die Trabertsche Formel mit $C = 3{,}0$ den Wolkenwassergehalt. Bei Vergleich mit den Messungen von Diem [*1*, *2*] treten zum Teil erhebliche Unterschiede auf, die durch den Wert der Größe C bedingt sind. Zu ihrer Bestimmung wurden 1. zeitlich und örtlich verschiedene Werte von V, W, und d herangezogen, 2. Werte aus Einzelmessungen mit Mittelwerten aus Messungen von Glorien und Kränzen kombiniert. Daher erscheint eine Überprüfung der Trabertschen Formel bzw. der Größe C notwendig.

Zu diesem Zwecke wurde die Meßreihe A auf dem Feldberg durchgeführt, bei der synchron und am gleichen Ort Wolkenwassergehalt, Tropfendurchmesser und Sichtweite unabhängig voneinander bestimmt wurden. Die Basis des Sichtmessers von 5,4 m erlaubt sichere Messungen im Sichtbereich zwischen 15 und 90 m. Da bei Tag Streulicht störend war, sind die Messungen auf die Zeit zwischen Sonnenuntergang und Sonnenaufgang beschränkt. Gleichzeitige Sichtschätzungen durch verschiedene Beobachter ergaben immer gute Übereinstimmung, so daß später in der Meßreihe B nur die subjektive Sichtweiteschätzung durchgeführt wurde.

Mit diesen Unterlagen stehen alle Größen zur Berechnung der Konstanten C_T (Trabert) nach

$$C_T = \frac{V \cdot W}{\bar{d}} \tag{8}$$

zur Verfügung. Alle C_T-Werte sind in den Übersichten in der Dokumentation angegeben und in Abb. 9 zusammengefaßt.

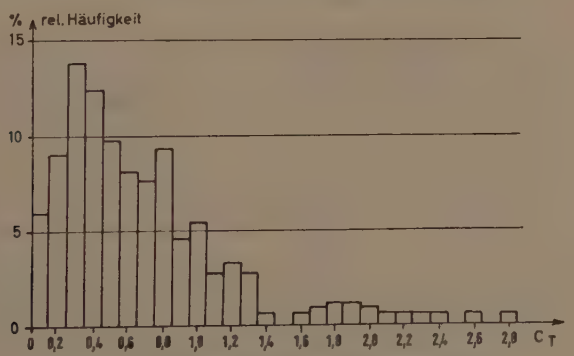

Abb. 9. Häufigkeitsverteilung der C_T-Werte

C_T schwankt zwischen 0,1 und 2,8. Der Mittelwert aus allen Messungen beträgt 0,7. Im Gebiet der größten Häufigkeit zwischen 0,2 und 0,8 liegen 67% der Messungen.

Damit besteht zwischen den drei unabhängig gemessenen Größen Wolkenwassergehalt, Sichtweite und mittlerer Tropfendurchmesser kein

konstanter Zusammenhang, der sich nach der Trabertschen Formel beschreiben läßt.

Nach Koschmieder [8] ist die Sichtweite V mit dem Extinktionskoeffizienten a in Wolken verknüpft durch:

$$V = \frac{3{,}9}{a}. \tag{9}$$

Dabei ist der Extinktionskoeffizient a gegeben durch:

$$a = \frac{\pi}{4} \cdot N_D \cdot D^2 \cdot K. \tag{10}$$

N_D = Anzahl der Tropfen des Durchmessers D; $K = f(\alpha, \beta)$; $\alpha = \frac{\pi \cdot D}{\lambda}$

β = Brechungsindex des Tropfens;
λ = Wellenlänge des Lichtes.

Bei den bisherigen Berechnungen wird für die in den Wolken vorkommenden Tropfen die Größe K als Konstante mit dem Wert 2 angegeben, wobei als Voraussetzung gleiche konstante Tropfengröße in der Wolke gilt. Nach unseren Messungen treten aber Tropfen verschiedener Durchmesser auf, was durch das Auftreten der *Tropfenspektren* belegt ist. Dadurch wird es notwendig, sowohl den Ausdruck $N_D \cdot D^2$ durch $\Sigma\, n_i\, d_i^2$ zu ersetzen als auch die verschiedene Größe der Tropfen in der Größe K zu berücksichtigen. Deshalb muß der Extinktionskoeffizient a in Gl. (10) ersetzt werden durch:

$$a = \frac{\pi}{4} \Sigma\, n_i \cdot d_i^2 \cdot K_i. \tag{11}$$

Werte für die K-Funktion wurden von Penndorf [57] für α zwischen 0 und 45 unter Verwendung von $\beta = 1{,}33$ (reines Wasser) und einer Wellenlänge aus dem sichtbaren Bereich berechnet. Aus diesen Werten kann für die verschiedenen Tropfendurchmesser einer Verteilung die Summation von K_i erfolgen. In dieser Berechnung ist aber nicht berücksichtigt, daß die K-Funktion von der Wellenlänge und von β abhängig ist, da das Sonnenlicht nicht monochromatisch ist und die Wolkentröpfchen kein reines Wasser sind.

Eine Überprüfung dieser Faktoren und die Berücksichtigung der Tropfenspektren an Stelle der Annahme von gleich großen Tropfen wird die Schwankungen der Größe C_T mindestens zum Teil zu erklären vermögen, da die Trabertsche Formel nur unter Voraussetzung K = konstant = 2 für C_T einen festen Wert ergeben kann.

Literatur

1. Diem, M.: Messungen der Größe von Wolkenelementen. Ann. Hydrogr. **70**, 142—150 (1942).
2. Diem, M.: Messungen der Größe von Wolkenelementen II. Met. Rdsch. **1**, 261—273 (1948).

3. Bickenbach, A., und H. Weickmann: Die Reichweite verschiedener Wärmepeilgeräte in Nebel. Deutsche Luftfahrtforschung, Untersuchungen und Mitteilungen Nr. 3556.
4. Aufm Kampe, H. J., and H. Weickmann: Physical Properties of Cumulus Clouds. J. Met. **10**, 204—211 (1953).
5. Murgatroyd, R. J.: Cloud Physics at Meteorological Research Flight. Arch. Met. Geoph. Biokl. A **8**, 246—264 (1955).
6. Albrecht, F.: Ablagerungen von Staub in strömender Luft. Phys. Z. **32**, 48—56 (1931).
7. Aufm Kampe, H. J.: Sichtweite und Wassergehalt in Wolken. Deutsche Luftfahrtforschung, Untersuchungen und Mitteilungen Nr. 3541.
8. Koschmieder, H.: Theorie der horizontalen Sichtweite. Beitr. Phys. freien Atmosphäre **12**, 33—35 (1926).
9. *Deutscher Wetterdienst*: Wetterkarte Bad Kissingen, Jg. 1953.
10. *Deutscher Wetterdienst*: Wetterkarte Wetteramt Freiburg, Jg. 1954, Jg. 1955.
11. *Deutscher Wetterdienst*: Wetterkarte Wetteramt Stuttgart, Jg. 1954, Jg. 1955.
12. *Deutscher Wetterdienst*: Täglicher Wetterbericht, Jg. 78—80, 1953—1955.
13. *Deutscher Wetterdienst*: Die Großwetterlagen Mitteleuropas, Jg. 6—8, 1953—1955.
14. Melcher, D.: Experimentelle Untersuchungen von Vereisungserscheinungen. Z. angew. Math. Phys. **2**, 421—433 (1951).
15. Frith, R.: The Size of Cloud Particles in Stratocumulus. Quart. J. Roy. Met. Soc. **77**, 441—444 (1951).
16. Volz, F.: Optik der Tropfen. In: Handbuch der Geophysik **8**, 822.
17. Best, A. C.: Drop-Size Distribution in Cloud and Fog. Quart. J. Roy. Met. Soc. **77**, 418—426 (1951).
18. Levin, L. M., und R. F. Starostina: Einige Resultate der Erforschung der Wolkenstruktur. Doklady Akademii Nauk USSR **93**, No. 2, 253—256 (1953).
19. Mazur, J.: Air Ministry Met. Res. Ctee. MRP No. 109, 1943.
20. Hagemann, V.: Eine Methode zur Bestimmung der Größe der Nebel- und Wolkenelemente. Gerlands Beitr. Geophys. **46**, 261—282 (1936).
21. Best, A. C.: A Modified Form of Traberts Formula. J. Met. **10**, 227—228 (1953).
22. Best, A. C.: The Size of Raindrops. Quart. J. Roy. Met. Soc. **76**, 16—36 (1950).
23. Foitzik, L.: Zur meteorologischen Optik des Dunstes. Z. Met. **4**, 289—297, 321—329 (1950).
24. Schulz, W.: Ein Beitrag zur Entstehung der Eisphase aus unterkühlten Wassertropfen. Diplomarbeit, Met. Institut T. H. Karlsruhe, 1957.
25. Houghton, H. G., and C. A. Bemis: Cloud Particle Studies on Mt. Washington. Bull. Amer. Met. Soc. **20**, 400—401 (1939).
26. Bricard, J.: Physique des nuages. Paris, 1953.
27. Zaitsev, W. A.: Wassergehalt und Tropfendurchmesser in Cumulus-Wolken. Trudy, Leningrad glavnaia geofizicheskaiia Observatoriia **19**, 122—132 (1950).
28. Houghton, H. G., and W. H. Radford: On the Measurement of Drop Size and Liquid Water Content in Fogs and Clouds. Papers on Phys. a. Oceanogr. Met., Mass. Inst. Technology a. Woods Hole Oceanograph. Inst. **6**, Nr. 4 (1938).

29. Mahrous, M. A.: Drop Sizes in Sea Mists. Quart. J. Roy. Met. Soc. **80**, 99—101 (1954).
30. Kneusel, St.: Die Größe der Wolkenelemente. Met. Z. **52**, 64—67 (1935).
31. *U. S. Air Force*, Air Material Command: Air Force Technical Report Nr. 5676, 1948.
32. Conrad, V.: Über den Wassergehalt der Wolken. Denkschr. kais. Akad. d. Wissensch. Wien, Math.-Nat. Kl. **73**, 115—131 (1901).
33. Wagner, A.: Untersuchungen der Wolkenelemente auf dem Hohen Sonnblick. Sitzungsberichte kais. Akad. d. Wissensch. Wien, Math.-Nat. Kl. **117**, Abt. II a, 1281—1293 (1908).
34. Köhler, H.: On Water in the Clouds. Geofys. Publ. **5**, Nr. 1 (1927).
35. Süring, R.: Die Wolken, 2. Aufl., 1941.
36. Pettersen, S.: Some Aspects of Formation and Dissipation of Fog. Geofys. Publ. **12**, Nr. 10.
37. Georgii, W.: Die Ursachen der Nebelbildung. Ann. Hydrogr. **48**, 342 bis 355 (1920).
38. Bergeron, T.: On the Physics of Cloud and Precipitation. Mémoire prés. à l'Association de Metéorologie de l'U.G.G.I., Lissabon, 1933.
39. Findeisen, W.: Die kolloidmeteorologischen Vorgänge bei der Niederschlagsbildung. Met. Z. **55**, 121—133 (1938).
40. Diem, M.: Staubausbreitung in der freien Atmosphäre in Abhängigkeit von den meteorologischen Bedingungen. Staub, H. 26, 342—355 (1951).
41. Diem, M.: Messungen der Staubausbreitung aus den Schloten einer Industrieanlage am Niederrhein. Mitt. Vereinig. d. Großkesselbes., H. 42, 1956.
42. Wieland, W.: Die Wasserdampfkondensation an natürlichem Aerosol bei geringen Übersättigungen. Eidgen. Kommission z. Stud. d. Hagelbildung u. d. Hagelabwehr, Wiss. Mitt. Nr. 10, 1956.
43. Tammann, G., und W. Boehme: Die Zahl der Wassertröpfchen bei der Kondensation auf verschiedenen festen Stoffen. Ann. Phys., 5. Folge, **22**, 77—80 (1935).
44. Diem, M.: Messung der Feuchtigkeit in der freien Atmosphäre mit Hilfe des Taupunktes. Arch. Met. Geoph. Biokl. A **2**, 436—466 (1950).
45. Schmauss, A.: Die Atmosphäre als Kolloid. Sammlung Vieweg, H. 96, Braunschweig, 1929.
46. Schmauss, A.: Besprechung eines Aufsatzes von Escherich. Met. Z. **57**, 83—85 (1940).
47. *Deutscher Wetterdienst*: Wetternachrichten.
48. Peppler, W.: Wolkenklassifikation, in R. Süring: Die Wolken, 2. Aufl., S. 91.
49. Battan, L. J., and C. H. Reitan: Droplet Size Measurement in Convective Clouds. In: Artificial Stimulation of Rain. 1957.
50. Lewis, W.: A Flight Investigation of the Meteorological Conditions Conductive to the Formation of Ice on Airplanes. Techn. Notes Nat. Adv. Aero., Washington, No. 1393, 1947.
51. Kline, D. B., and J. A. Walker: Meteorological Analysis of Icing Conditions Encountered in Low Stratiform Clouds. N. A. C. A., Techn. Note Nr. 2306, 1951.
52. Diem, M.: Höchstlasten der Nebelfrostablagerung an Hochspannungsleitungen im Gebirge. Arch. Met. Geoph. Biokl. B **7**, 84—95 (1955).

53. Waibel, K.: Die meteorologischen Bedingungen für Nebelfrostablagerungen an Hochspannungsleitungen im Gebirge. Arch. Met. Geoph. Biokl. B **7**, 74—83 (1955).
54. Trabert, W.: Die Extinktion des Lichtes in einem trüben Medium (Sehweite in Wolken). Met. Z. **18**, 518—524 (1901).
55. Assmann, R.: Mikroskopische Beobachtung der Wolken-Elemente auf dem Brocken. Met. Z. **2**, 41—49 (1885).
56. Richardson, L. F.: Measurement of Water in Clouds. Proc. Roy. Soc. London A **46**, 19—31 (1920).
57. Penndorf, R.: Mie Scattering Coefficient for Water Droplets in Air. J. Met. **13**, 219—220 (1956).

551.508.952 : 551.510.41 : 551.588.7 (436)

(Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik in Wien)

Ergebnisse von Registrierungen des Ozongehaltes der Luft in Wien

Von

Ferdinand Steinhauser

Mit 3 Textabbildungen

Zusammenfassung. Seit 1. September 1957 werden an der Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik in Wien nach einem von A. Ehmert angegebenen Verfahren fortlaufend Registrierungen des Ozongehaltes der bodennahen Luftschicht durchgeführt. Die Registrieranordnung und das Meßverfahren werden besprochen. Aus den bisherigen Beobachtungsergebnissen werden Jahres- und Tagesgänge für die einzelnen Monate und Jahreszeiten und für heitere und bedeckte Tage abgeleitet. Ferner wird die Veränderlichkeit der Ozonwerte in der Darstellung von Häufigkeitsverteilungen der Tagesmittel, der Mitternachts- und der Mittagswerte sowie der interdiurnen Änderungen diskutiert.

Summary. Since September 1, 1957, continuous recordings of the ozone content of the air near the ground are being made at the Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik, Vienna, according to a method given by A. Ehmert. The apparatus and measuring procedure are discussed. Annual and daily variations, for all months and seasons, and for clear and overcast days are given. The variability of the amount of ozone is given in the form of frequency distributions of daily means, of midnight- and noon-readings, and of the interdiurnal variability.

Résumé. On effectue depuis le 1er septembre 1957 à la Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik à Vienne des enregistrements continus de la teneur en ozone de la couche d'air voisine du sol d'après un procédé de A. Ehmert ici décrit. Les résultats obtenus permettent d'établir les variations diurnes et annuelles par mois et par saisons ainsi que pour les jours clairs et couverts. Examen des distributions de fréquences des moyennes journalières, des valeurs de minuit et de midi et de la variation interdiurne.

1. Meßmethode

Untersuchungen des Ozongehaltes der bodennahen Luftschichten haben in neuerer Zeit besonders im Hinblick auf die Bedeutung des Ozons für die Stadtnebelbildung, dem z. B. als Smog vor allem aus volksgesund-

heitlichen Gründen in Großstädten wie Los Angeles oder London große Beachtung geschenkt wird, starkes Interesse erregt. Der Zusammenhang mit der Smog-Bildung besteht darin, daß Ozon in feuchter Luft bereits weit unter der Wasserdampfsättigung bei Anwesenheit anderer wasseranziehender Substanzen, wie Ammoniak oder nitroser Gase, Nebel erzeugen kann [*1*]. Ozon wirkt dabei koagulierend und möglicherweise auch durch Erzeugung von nebelkernbildenden Verbindungen nitroser Gase. H. CAUER hat darauf hingewiesen, daß den Schwankungen des Ozongehaltes vielleicht auch die Bedeutung eines Indikators zukommt, der das stärkere oder geringere Auftreten von angeregten Abläufen chemisch ganz verschiedener Atome und Moleküle anzeigt. Nach Untersuchungen in Los Angeles kann Ozon auch unter Einwirkung von Sonnenstrahlung von 3600 bis 4000 Å in verunreinigter Stadtluft entstehen [*2*, *3*]. Den Untersuchungen des bodennahen Ozongehaltes und seiner Änderungen kommt auch vom meteorologischen Gesichtspunkt im Zusammenhang mit der Frage nach der Herkunft des Ozons aus hohen Luftschichten und mit dem damit zusammenhängenden vertikalen Massenaustausch Interesse zu. Für alle diese Probleme sind laufende Ozonregistrierungen von Vorteil. Ein einfaches Verfahren dazu hat A. EHMERT [*4*, *5*] angegeben, das nun seit September 1957 auch an der Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik in Wien angewendet wird. Während Ozonuntersuchungen für Zwecke der Erfassung der Luftturbulenz und der hochreichenden Konvektion in reiner Luft durchgeführt werden sollten, kommt den Wiener Ozonmessungen besonders im Zusammenhang mit der Frage nach dem Verhalten des Ozons der Luft in verunreinigter Stadtluft Bedeutung zu.

Das Meßverfahren beruht auf der Oxydation von Jodkalium durch Ozon

$$O_3 + 2\,KJ + H_2O \rightarrow O_2 + 2\,KOH + J_2.$$

Das entstandene Jod wird durch einen Zusatz von Natriumthiosulfat in Natriumjodid und Natriumtetrathionat umgesetzt:

$$2\,Na_2S_2O_3 + J_2 = 2\,NaJ + Na_2S_4O_6.$$

Das nach Beendigung der Reaktion verbliebene $Na_2S_2O_3$ kann durch Zugabe von soviel Jod, daß alles Natriumthiosulfat aufgebraucht wird, filtriert werden. Zur Vermeidung der mühsamen Filtration hat A. EHMERT ein elektrisches Verfahren zur Messung der verbleibenden $Na_2S_2O_3$-Mengen entwickelt. Das Jodmeter genannte Gerät wird von der Firma Colora in Lorch in neuer verbesserter Form geliefert. Zur Ozonmessung werden 10 Liter Luft bei Temperaturen über 10° C durch eine Waschflasche mit Kaliumjodidlösung mit $Na_2S_2O_3$-Zusatz geleitet. Nachher wird das Gläschen mit der durchspülten Lösung der elektrischen Messung im Jodmeter zugeführt. Das neue Jodmeter konnte erst ab 1. November 1958 in Betrieb genommen werden. Vorher hatte uns Herr Professor EHMERT dankenswerterweise ein eigenes Jodmeter leihweise zur Verfügung gestellt.

Wenn in der Luft Stoffe vorhanden sind, die wie das $Na_2S_2O_3$ freies Jod binden können — dies ist z. B. bei Abgasen von Heizungen der Fall —,

dann kann die Messung auch negative Ozonwerte ergeben. In diesen Fällen ist kein Ozon in der Luft vorhanden. Solche Fälle traten bei den Wiener Messungen im Winter mehrmals auf. Durch Pufferung der Lösung kann diese Nebenwirkung beseitigt oder herabgesetzt werden.

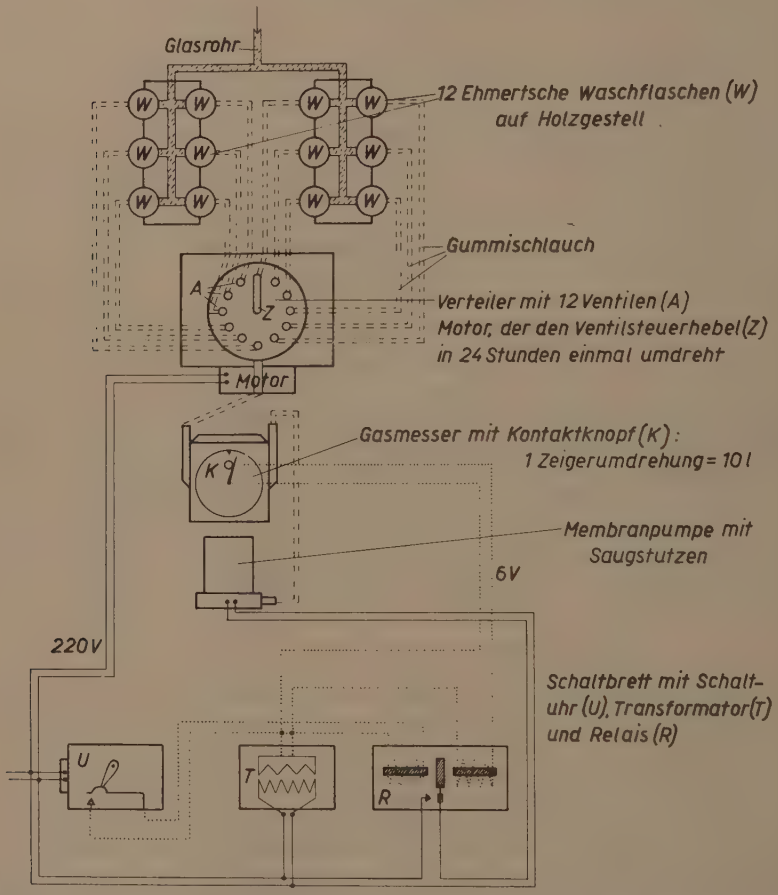

Abb. 1. Schematische Darstellung der Registriereinrichtung für Ozonmessungen

Die Registriereinrichtung ermöglicht es, alle zwei Stunden eine Waschflasche mit der Lösung vor die Saugpumpe zu bringen. Zu diesem Zweck sind 12 Ehmertsche Waschflaschen auf zwei Holzgestellen montiert und mit einer ins Freie führenden Glasleitung schlauchlos mit Glasschliffen verbunden (Abb. 1). Von jeder Waschflasche führt ein Gummischlauch zu einem Verteiler. Der Verteiler hat 12 Ventile, die von einem mit einem Synchronmotor betriebenen Steuerhebel in zweistündigen Intervallen und in wechselnder Reihenfolge geöffnet werden. Vom Verteiler führt eine Schlauchleitung zu einem Trockengasmesser. Der Gasmesser ist mit

einer Kontaktleiste ausgerüstet, womit erreicht wird, daß nach Durchlaufen von 10 Liter Luft ein Stromkreis geschlossen wird. Vom Gasmesser führt nun noch ein Schlauch zu einer kleinen 3 W-Pumpe, die die Luft einsaugt. Die Steuerung — das heißt das Ein- und Ausschalten der Membranpumpe — wird dadurch erreicht, daß durch einen in einer Schaltuhr von einem Synchronmotor betriebenen Schalthebel alle 2 Stunden über ein Relais die Pumpe eingeschaltet wird. Wenn nun die zur Ozonbestimmung erforderliche Luftmenge von 10 Litern durchgesaugt wurde, erfolgt das Ausschalten durch das Darüberstreichen des Zeigers im Gasmesser über einen Kontaktknopf. Da der Verteiler alle 2 Stunden ein anderes der 12 Ventile öffnet, wird die jeweils dazugehörige Waschflasche mit Luft beschickt. Der Verteilerknopf und die Schaltuhr wurden nach Angaben von Dr. F. Sauberer gebaut. Um ein Sinken der Temperatur unter 10° C in den kalten Monaten zu vermeiden, sind sämtliche Geräte in einer doppelwandigen isolierten Hütte untergebracht, die mit einem Thermostat und Heizkörper ausgerüstet ist und gleichzeitig auch als Lichtschutz für die Kaliumjodidlösung dient.

Die Luftproben wurden von September bis Ende Oktober 1957 im freien Gartengelände der Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik ungefähr 2 m über dem Boden angesaugt. Seit 1. November 1957 ist die Einrichtung im 2. Stock des Hauses Hohe Warte 40 in einem auf der Gartenseite des Hauses gelegenen Zimmer untergebracht, von wo ein die Luftzufuhr von außen ermöglichendes Glasrohr durch das Fenster ins Freie führt. Die Auswertung der Lösungen wurde von Herrn Kurt Chalupa besorgt.

2. Ergebnisse der Registrierungen

Da geschlossene Beobachtungsreihen über den Ozongehalt der Luft in der Literatur wenig bekannt geworden sind, erscheint es zweckmäßig, hier das gesamte Beobachtungsmaterial in Form von aus 2stündigen Auswertungen berechneten Mittelwerten der einzelnen Beobachtungstage mit Hinzufügung der täglichen Minima und Maxima in Tabelle 1 wiederzugeben. Daraus ist die Veränderlichkeit von Tag zu Tag und auch die Änderung des Ozongehaltes im Laufe des Tages ersichtlich. Dieses Beobachtungsmaterial gibt auch die Möglichkeit, durch den Vergleich mit den täglichen Witterungsverhältnissen den Ursachen der Änderungen des Ozongehaltes nachzugehen. Den in der Tabelle 1 im Winter vorkommenden negativen Werten ist keine Bedeutung beizumessen. Wie erwähnt, liegt es in der Natur der Beobachtungsmethode, daß durch andere Luftbestandteile, die gerade in der Großstadtluft vorkommen können, negative Werte vorgetäuscht werden, so daß negative Werte nur besagen sollen, daß kein Ozon gemessen worden ist. Man muß dann allerdings annehmen, daß auch zu anderen Zeiten solche zusätzlichen Reduktionsfaktoren eine scheinbare Verminderung des Ozongehaltes vortäuschen können, weshalb den gemessenen Ozonwerten die Bedeutung von Mindestwerten zuzubilligen ist. Wenn bei den Mittelwertbildungen die negativen Werte mitgerechnet werden, so werden damit eigentlich zu kleine Ozonwerte erhalten.

Tabelle 1. *Tagesmittel und Extremwerte des Ozongehalts der bodennahen Luftschicht in Wien-Hohe Warte (γ O_3/m^3)*

	Oktober 1957			November 1957			Dezember 1957			Januar 1958		
	Mittel	Min.	Max.	Mittel	Min.	Max.	Mittel	Min.	Max.	Mittel	Min.	Max.
1.	36,2	12	51	4,6	0	9	10,8	3	27	16,2	—25	31
2.	30,9	14	52	6,5	1	14	13,3	5	21	25,1	11	41
3.	33,0	10	48	23,2	8	42	17,0	12	20	11,8	0	27
4.	40,6	15	60	33,0	20	47	10,0	3	18	4,0	—17	28
5.	32,9	14	52	11,6	9	18	15,8	9	21	17,7	5	24
6.	32,3	7	62	7,6	0	17	14,2	0	25	13,9	4	20
7.	31,2	8	52	9,7	0	23	20,6	10	51	12,2	5	24
8.	22,2	13	31	7,3	2	23	—	—	—	17,8	10	31
9.	17,2	8	27	4,0	0	14	17,9	7	28	16,3	9	24
10.	20,5	6	35	11,7	0	20	5,4	0	17	10,0	— 6	31
11.	19,1	5	34	13,4	9	18	3,7	0	10	2,1	—12	16
12.	14,5	6	33	12,0	5	20	7,7	0	16	6,7	0	18
13.	12,8	0	36	11,3	5	20	10,4	3	21	5,0	— 9	18
14.	9,7	0	20	10,8	2	22	8,2	0	17	14,2	7	24
15.	16,3	6	38	11,5	0	24	5,3	0	12	5,4	0	17
16.	11,0	0	20	10,9	6	16	2,9	0	10	15,3	10	19
17.	5,0	0	40	12,1	4	26	1,3	0	5	17,2	11	22
18.	1,8	0	10	6,1	3	10	—1,5	— 9	5	7,7	0	19
19.	7,5	0	17	11,8	6	18	1,0	— 1	6	12,0	7	21
20.	18,8	5	29	5,4	0	15	2,2	—12	3	11,2	5	21
21.	18,6	9	30	10,9	7	24	7,9	0	16	13,8	8	24
22.	6,5	0	10	4,1	0	8	16,3	8	22	2,7	—14	17
23.	17,8	5	27	9,5	3	18	10,8	5	14	14,2	5	24
24.	14,8	0	26	8,7	2	19	0,8	— 7	8	7,0	— 7	19
25.	18,1	0	38	12,0	5	21	3,3	0	10	16,1	12	21
26.	17,7	10	35	12,9	8	19	6,6	0	14	10,3	— 9	30
27.	15,6	8	32	7,8	4	11	11,1	5	21	2,3	—10	12
28.	20,5	10	39	13,3	6	23	6,4	0	24	14,8	8	22
29.	4,8	0	13	20,8	11	30	7,3	0	22	16,5	5	29
30.	8,3	0	21	19,2	10	31	2,7	— 7	17	14,3	6	24
31.	5,7	0	10				5,8	— 3	17	13,6	3	27

Fortsetzung der Tabelle 1

	Februar 1958			März 1958			April 1958			Mai 1958		
	Mittel	Min.	Max.	Mittel	Min.	Max.	Mittel	Min.	Max.	Mittel	Min.	Max.
1.	10,4	— 8	21	12,6	7	22	20,5	14	29	22,3	16	31
2.	8,3	— 8	14	9,9	0	19	27,1	12	44	23,1	5	41
3.	9,0	—14	24	10,6	3	19	19,7	8	34	17,1	4	25
4.	10,7	4	19	13,3	0	38	29,9	11	52	28,8	10	50
5.	7,6	1	21	22,6	4	43	26,0	10	41	23,7	8	44
6.	13,8	8	27	11,6	0	19	25,8	17	48	20,2	8	46
7.	2,4	— 5	17	15,5	9	21	33,0	17	54	26,2	10	51
8.	0,8	0	3	14,8	6	24	14,5	5	22	22,5	8	33
9.	20,8	3	53	19,2	12	27	24,4	10	41	37,4	10	49
10.	4,2	0	13	16,5	8	25	25,4	11	43	36,7	22	52
11.	3,1	0	9	15,2	8	21	19,7	12	33	31,0	17	50
12.	5,3	0	28	17,5	6	27	19,1	8	51	22,7	10	49
13.	3,9	0	12	17,7	10	26	33,1	20	44	25,5	17	37
14.	14,6	3	24	26,8	19	34	28,0	14	40	34,2	11	50
15.	14,0	6	21	28,8	12	45	27,2	21	34	26,1	12	56
16.	—	—	—	35,1	18	45	28,1	17	35	27,5	9	47
17.	—	—	—	22,9	11	38	35,0	30	39	21,9	10	41
18.	12,4	5	20	—	—	—	37,5	16	49	29,8	6	62
19.	7,5	— 9	19	27,4	17	39	38,7	28	45	23,1	10	45
20.	3,4	—16	21	14,4	10	20	35,7	12	54	19,6	11	30
21.	18,3	12	24	24,6	17	41	31,4	10	43	25,7	9	53
22.	18,2	10	25	14,1	8	21	39,6	34	49	28,3	9	48
23.	13,6	8	27	26,2	8	46	33,4	21	49	34,8	12	56
24.	15,4	8	27	25,9	16	41	30,3	15	54	46,2	30	70
25.	12,7	7	23	—	—	—	34,6	11	48	21,8	10	41
26.	6,4	— 7	17	—	—	—	21,1	12	31	30,1	10	50
27.	15,4	9	24	25,4	10	45	32,0	12	41	20,9	8	36
28.	—	(11)	(32)	20,3	9	31	28,4	11	42	18,5	9	41
29.				22,1	10	37	31,6	9	52	32,6	10	62
30.				24,0	9	35	22,7	11	39	17,0	8	29
31.				15,2	8	26				21,2	9	32

Fortsetzung der Tabelle 1

	Juni 1958			Juli 1958			August 1958			September 1958		
	Mittel	Min.	Max.	Mittel	Min.	Max.	Mittel	Min.	Max.	Mittel	Min.	Max.
1.	21,2	10	40	15,8	10	21	—	—	—	24,7	11	39
2.	26,3	10	43	13,1	8	18	51,7	41	78	24,9	3	50
3.	32,5	12	64	25,9	15	38	68,4	31	92	25,2	4	43
4.	30,1	15	51	22,7	15	31	61,3	34	90	14,9	8	24
5.	50,1	29	82	23,7	14	35	46,7	26	54	17,7	7	31
6.	44,2	21	58	38,5	19	49	37,1	16	51	15,8	6	27
7.	38,9	19	66	40,0	31	53	24,8	14	35	12,9	7	31
8.	39,2	21	54	37,2	29	47	40,4	12	63	17,5	10	33
9.	25,7	16	37	31,7	17	40	33,8	20	48	13,3	5	23
10.	26,8	12	44	34,8	12	56	39,3	18	61	15,0	7	24
11.	25,3	10	48	33,4	11	50	29,2	14	54	19,2	11	32
12.	38,7	15	68	31,1	14	50	25,7	10	51	23,3	16	36
13.	28,8	17	46	31,5	13	48	35,2	8	67	14,1	7	24
14.	32,8	16	48	41,3	18	57	33,6	27	44	17,3	12	21
15.	32,3	18	54	42,6	17	63	37,6	19	61	25,0	9	45
16.	30,2	16	54	42,7	24	61	34,8	10	51	21,9	12	34
17.	37,3	18	62	27,5	14	45	29,9	8	51	18,0	12	27
18.	26,9	12	42	37,3	19	58	33,2	14	61	14,8	10	19
19.	27,3	10	43	39,7	21	72	40,8	15	82	19,0	14	27
20.	32,8	17	51	30,7	12	67	24,4	10	38	16,1	9	21
21.	—	—	—	38,3	24	52	24,5	13	34	13,3	7	23
22.	31,8	15	44	32,8	21	42	25,2	7	53	17,8	8	31
23.	39,1	12	65	28,8	16	42	18,7	5	(53)	17,0	8	31
24.	37,7	18	55	24,9	17	35	—	—	—	15,1	6	22
25.	39,7	12	59	41,7	23	54	—	—	—	29,0	8	49
26.	40,2	25	56	42,5	22	62	40,0	21	59	19,5	13	27
27.	40,9	18	69	40,3	22	55	44,1	31	61	18,7	12	27
28.	—	—	—	37,9	26	49	39,3	20	69	14,8	3	20
29.	35,9	19	58	34,4	14	42	20,5	15	30	12,9	5	21
30.	44,2	18	64	37,8	19	53	37,6	9	(65)	15,2	8	27
31.				36,3	15	56	38,2	24	(48)			

Fortsetzung der Tabelle 1

	Oktober 1958			November 1958			Dezember 1958			Januar 1959			Februar 1959		
	Mittel	Min.	Max.	Mittel	Min.	Max.	Mittel	Min.	Max.	Mittel	Min.	Max.	Mittel	Min.	Max.
1.	16,6	9	26	12,4	7	29	9,7	8	14	3,9	— 2	12	6,7	3	10
2.	16,3	8	27	10,6	7	14	8,0	0	17	6,5	— 2	18	5,6	2	9
3.	18,4	10	26	9,7	6	13	6,2	— 2	12	3,7	— 4	9	9,7	5	14
4.	19,3	10	26	9,1	5	18	8,4	0	15	7,0	— 3	19	4,9	3	8
5.	15,5	5	23	7,4	3	14	6,3	— 5	11	3,9	0	11	8,5	6	11
6.	14,2	9	17	9,9	2	23	6,9	3	18	4,3	0	9	3,2	— 3	7
7.	19,7	11	32	8,8	2	16	9,4	2	18	4,7	— 2	11	4,1	— 2	8
8.	18,1	8	25	7,3	0	13	7,6	3	14	6,1	2	14	8,0	5	12
9.	13,1	6	24	6,9	3	16	8,3	3	16	3,1	— 5	7	6,8	3	12
10.	16,3	8	24	8,7	4	14	8,2	3	12	7,0	3	13	6,1	2	12
11.	21,0	11	36	9,5	5	14	10,2	7	15	6,1	3	10	9,6	6	16
12.	12,8	5	19	5,2	0	11	4,8	— 5	13	7,1	4	11	5,3	3	8
13.	14,6	8	23	8,6	2	15	9,1	5	17	4,1	8	1	10,1	4	19
14.	13,3	6	23	3,4	0	10	10,9	3	22	6,6	2	14	7,9	3	13
15.	17,8	8	25	7,7	3	17	2,6	— 4	8	9,0	3	14	10,0	3	21
16.	13,9	5	27	11,2	5	15	7,8	4	11	1,6	— 6	6	8,6	4	12
17.	18,1	10	25	10,2	3	17	7,2	— 4	16	10,0	0	22	7,3	4	12
18.	16,8	6	31	7,5	4	10	1,0	— 9	7	10,3	4	21	13,7	4	24
19.	15,7	7	24	9,2	0	18	7,5	— 11	25	8,0	3	17	14,8	6	25
20.	12,0	5	23	11,6	5	24	5,4	— 3	11	7,5	4	16	14,0	6	25
21.	15,4	9	23	7,3	4	13	7,6	3	14	11,9	2	25	7,9	3	12
22.	14,9	8	24	7,6	2	13	4,6	0	7	7,7	3	16	9,0	2	19
23.	17,8	12	23	11,2	7	18	5,2	1	14	7,2	4	11	6,3	4	10
24.	18,3	12	25	9,7	5	14	3,8	— 3	10	7,1	3	12	5,7	2	10
25.	11,4	4	23	9,5	5	17	6,7	2	12	9,2	4	16	11,1	4	19
26.	11,3	3	19	8,7	4	14	7,2	3	13	6,2	3	10	13,5	4	19
27.	12,2	6	19	—	—	—	10,7	5	21	4,7	— 5	14	14,7	7	32
28.	17,3	3	10	7,8	0	19	8,2	3	16	5,8	3	12	14,9	8	28
29.	11,2	8	16	10,4	6	15	11,2	2	22	12,3	7	21			
30.	14,5	9	18	9,8	6	16	7,6	3	12	11,3	5	25			
31.	10,0	4	15				7,6	3	13	5,5	2	10			

Einen Überblick über die durchschnittlichen Ozonwerte der bodennahen Luft gibt Tabelle 2. Daraus ist zu entnehmen, daß der Ozongehalt einen deutlichen Jahresgang zeigt in dem Sinne, daß die Monatsmittel der Tagesmittel der Ozonwerte im Winter ein Minimum und im Sommer

Tabelle 2. *Tagesgang des Ozongehal*

Tageszeit:	1957 Okt.	Nov.	Dez.	1958 Jan.	Febr.	März	Apri
2 Uhr	17	14	11	16	12	17	23
4 Uhr	12	13	10	11	10	14	23
6 Uhr	10	14	9	10	9	14	23
8 Uhr	11	10	6	8	10	20	29
10 Uhr	18	9	7	12	11	24	34
12 Uhr	24	9	9	12	10	26	37
14 Uhr	27	12	9	12	12	25	37
16 Uhr	23	12	7	13	12	22	34
18 Uhr	18	10	7	16	10	22	29
20 Uhr	21	10	8	13	10	21	25
22 Uhr	20	12	9	12	12	19	27
24 Uhr	16	13	8	14	11	17	22
Tagesmittel:	18,1	11,5	8,2	12,2	10,7	20,1	28,
Größtes Tagesmittel:	40,6	33,0	20,6	25,1	20,8	35,1	39,
Kleinstes Tagesmittel:	1,8	4,0	(— 1,5)	2,1	0,8	9,9	14,
Mittleres tägliches Maximum:	33,2	20,7	17,3	23,4	21,7	31,2	42,
Mittleres tägliches Minimum:	5,5	4,5	1,1	0,7	1,1	9,1	14,
Tagesschwankung:	27,7	16,2	16,2	22,7	20,6	22,1	28,
Absolutes Maximum:	62	47	51	41	53	46	54
Absolutes Minimum:	0	0	— 12	— 25	— 16	0	5
Mittlere interdiurne Änderungen der Tagesmittel:	5,0	4,6	4,3	6,5	5,4	5,3	5,
Mittlere interdiurne Änderungen der 12 Uhr-Werte:	10,2	7,0	9,0	12,6	11,3	10,7	11,
Mittlere interdiurne Änderungen der 24 Uhr-Werte:	7,9	8,9	6,0	6,1	6,6	6,9	8,

ein Maximum aufweisen. Die Schwankungsweite ist ziemlich groß. Das Minimum betrug im Dezember 1958 7,3 γ/m^3 und das Maximum im August 1958 36,8 γ/m^3. Die Jahreszeitenmittel des Ozongehaltes betragen im Winter 10,4, im Frühling 24,9, im Sommer 34,8 und im Herbst 14,0 γ/m^3. Dieser Jahresgang des Ozongehaltes der bodennahen Luft erklärt sich wohl aus dem Jahresgang des vertikalen Austausches. Die im Sommer stark entwickelte thermische Konvektion begünstigt diesen Vertikalaustausch und damit auch die Zufuhr von Ozon aus höheren Luftschichten, während die im Winter bedeutend stabilere Luftschicht und die häufigen Inversionen [*6*], die in dieser Jahreszeit oft auch tagsüber anhalten, den Vertikal-

austausch unterbinden und der Verminderung des Ozongehaltes durch Berührung mit dem Boden und mit anderen Gegenständen und durch Reaktionen mit anderen Luftverunreinigungen, die gerade bei diesen Wetterlagen ebenfalls angereichert werden, günstig sind.

O_3/m^3) der Luft in Wien-Hohe Warte

Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	1959 Jan.	Febr.
16	26	27	27	15	14	9	8	5	7
15	22	30	25	13	13	8	7	5	6
18	28	25	25	13	12	8	6	6	6
31	43	38	38	14	13	8	6	7	10
39	47	34	49	20	16	8	6	10	13
40	42	41	51	24	19	10	8	10	13
39	43	40	45	24	19	10	8	8	11
32	40	38	45	24	17	9	7	7	10
27	35	38	39	21	16	8	8	7	9
21	30	36	37	18	16	9	8	6	8
22	29	30	33	16	14	10	8	6	8
17	25	24	28	15	13	9	8	5	7
26,3	34,1	33,4	36,8	18,1	15,1	8,9	7,3	6,8	8,9
46,2	50,1	42,7	68,4	29,0	21,0	12,4	11,2	12,3	14,9
17,0	21,2	13,1	18,7	12,9	7,3	3,4	1,0	3,7	3,2
45,4	54,7	48,4	57,2	29,6	23,3	15,8	14,4	14,0	15,8
10,9	16,0	17,8	17,5	8,6	7,5	3,6	0,6	1,3	3,6
34,5	38,7	30,6	39,7	21,0	15,8	12,2	13,8	12,7	12,2
70	82	72	92	50	36	29	25	25	32
4	10	8	5	3	12	7	— 11	— 6	— 3
7,0	5,1	5,7	7,6	4,3	3,0	2,1	2,6	2,7	2,7
14,0	13,1	12,0	14,7	10,8	7,2	6,0	6,3	8,2	6,4
6,9	11,4	9,5	10,0	4,9	4,8	4,4	4,0	3,9	2,6

Auf gleiche Weise erklärt sich auch der Unterschied im Tagesgang des Ozongehaltes in den verschiedenen Jahreszeiten. Aus Tabelle 2 ist ersichtlich, daß die Tagesgänge in den Wintermonaten nur sehr schwach, in den Sommermonaten aber am deutlichsten ausgebildet sind. Die durchschnittliche periodische Tagesschwankung beträgt im Winter 5, im Frühling 17, im Sommer 23 und im Herbst 7 γ/m^3. Im Durchschnitt aller Tage treten die periodischen Tagesminima meist um Sonnenaufgang ein, die Maxima aber mit Ausnahme der Wintermonate meist zur Mittagszeit. In den Wintermonaten besteht eine Tendenz zu einem nächtlichen Maximum der Ozonwerte. Es ist möglich, daß dies dadurch verursacht wird,

daß in der Großstadt durch die stärkere Rauch- und Abgasentwicklung, vor allem durch den Hausbrand, im Winter in dem Meßverfahren die Ozonwerte tagsüber kleiner erscheinen als in der um diese Jahreszeit weniger Rauch enthaltenden nächtlichen Luft. Einen Überblick über die Formen des Tagesganges der Ozonwerte gibt Abb. 2, in der für die einzelnen Jah-

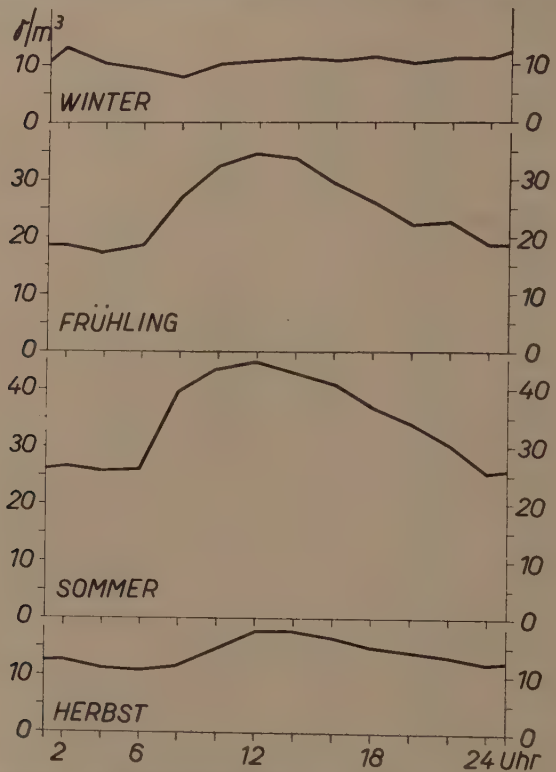

Abb. 2. Tagesgang des Ozongehaltes der Luft ($\gamma O_3/m^3$) in den verschiedenen Jahreszeiten in Wien

reszeiten die mittleren Tagesgänge dargestellt sind. Hier fällt auf, daß besonders im Sommer, aber auch in den anderen Jahreszeiten der Anstieg des Ozongehaltes am Vormittag rasch, der Abfall am Nachmittag aber nur allmählich erfolgt.

In Tabelle 2 sind auch die mittleren aperiodischen Tagesmaxima und Tagesminima angegeben. Die aperiodischen Maxima sind wesentlich größer und die aperiodischen Minima wesentlich kleiner als die periodischen Maxima bzw. Minima. Die durchschnittlichen aperiodischen Tagesschwankungen betragen im Winter 20, im Frühling 28, im Sommer 36 und im Herbst 16 γ/m^3. Ihr Unterschied gegenüber den durchschnittlichen periodischen Tagesschwankungen gibt ein Maß für die Veränderlichkeit und Unregelmäßigkeit der Tagesgänge, die im Vergleich der einzelnen

Monate am deutlichsten in den Werten des Verhältnisses der aperiodischen zu den periodischen Tagesschwankungen zum Ausdruck kommt. Diese Verhältniszahlen betragen im Winter 4,0, im Frühling 1,7, im Sommer 1,6 und im Herbst 2,3. Diese Werte besagen, daß die unregelmäßigen Störungen des Tagesganges im Winter am größten und am häufigsten sind, was auch verständlich ist, da sich bei der vorwiegend stabileren Luftschichtung dieser Jahreszeit die stark wechselnden und vor allem auch von den Änderungen der Windrichtung und der Windstärke abhängigen örtlichen Faktoren am meisten auswirken können; auch die in dieser Jahreszeit häufiger vorkommende Nebelbildung spielt dabei eine Rolle. Zum Teil werden diese störenden Einflüsse auch schon im Herbst merklich.

Tabelle 3. *Tagesgang des Ozongehaltes der Luft an heiteren Tagen ohne Wetterstörung in Wien-Hohe Warte* $\gamma O_3/m^3$

		2^h	4^h	6^h	8^h	10^h	12^h	14^h	16^h	18^h	20^h	22^h	24^h
Frühling	(9)	22	19	22	24	31	37	37	31	29	22	28	22
Sommer	(16)	27	26	22	41	47	49	43	43	40	34	26	21
Herbst	(22)	17	14	11	12	21	20	25	24	21	20	20	16
Winter	(5)	15	12	6	6	11	11	13	14	15	12	13	18

Tabelle 4. *Tagesgang des Ozongehaltes der Luft an sonnenlosen Tagen in Wien-Hohe Warte,* $\gamma O_3/m^3$

		2^h	4^h	6^h	8^h	10^h	12^h	14^h	16^h	18^h	20^h	22^h	24^h
Frühling	(14)	21	20	17	23	27	31	30	27	26	24	25	23
Sommer	(5)	26	22	29	41	49	45	42	31	22	24	29	24
Herbst	(26)	14	12	12	9	10	12	14	14	12	12	13	13
Winter	(44)	12	11	10	8	9	8	8	8	7	8	9	10

Um die Verhältnisse von witterungsmäßig ungestörten Tagen zu erfassen, wurden durchschnittliche Tagesgänge für heitere Tage und für sonnenlose Tage berechnet. Die Mittelwerte sind in den Tabellen 3 und 4 wiedergegeben. Bei Beurteilung dieser Werte ist zu beachten, daß sonnenlose Tage im Sommer und heitere Tage im Winter nur sehr selten vorkommen. Die Mittelwerte konnten für diese beiden Fälle nur aus je fünf Tagen berechnet werden, weshalb diesen mittleren Tagesgängen nicht zu viel Gewicht beigelegt werden darf. Die Zahl der zur Verfügung stehenden Tage sind in den Tabellen 3 und 4 in Klammern angegeben. Im allgemeinen sind die durchschnittlichen Tagesgänge dieser ausgewählten Wetterlagen den aus allen Tagen berechneten durchschnittlichen Tagesgängen sehr ähnlich. In den Jahreszeiten, in denen hinreichend viele Fälle zur Verfügung standen, sieht man, daß im allgemeinen an den heiteren Tagen die Maxima höher liegen als an den sonnenlosen Tagen, während die Unterschiede bei den Minima nur geringfügig sind, so daß die Tagesschwankungen an den heiteren Tagen, wie man erwarten würde, größer sind als an den trüben Tagen. Dies ist auf die Wirkung der an heiteren Tagen gesteigerten Konvektion zurückzuführen.

Bei Durchsicht der Tabelle 1 fällt auf, daß die Ozonwerte von Tag zu Tag zum Teil sehr große Änderungen zeigen. Dies veranschaulicht auch

die Darstellung eines Jahresganges der Tagesmittel des Ozons in Abb. 3. Ein Maß für die Variabilität geben die Werte der interdiurnen Veränderlichkeit der Ozonwerte, die in den letzten 3 Zeilen der Tabelle 2 für die Tagesmittel und für die 12 Uhr- sowie für die 24 Uhr-Werte wiedergegeben sind. Daraus ist ersichtlich, daß die Veränderlichkeit der Tagesmittelwerte in dem letzten Jahresviertel verhältnismäßig klein ist, in den übrigen Monaten wesentlich größer ist, aber keine nennenswerten Unterschiede zwi-

Tabelle 5. *Häufigkeitsverteilung der Tagesmittel des Ozongehaltes der bodennahen Luft und der um 12 Uhr und um 24 Uhr in Wien-Hohe Warte gemessenen Werte des Ozongehaltes*

	Tagesmittel					12 Uhr-Werte					24 Uhr-Werte				
$\gamma O_3/m^3$	Wi.	Fr.	So.	He.	Jahr	Wi.	Fr.	So.	He.	Jahr	Wi.	Fr.	So.	He.	Jahr
< 0,0	1	—	—	—	1	5	—	—	—	5	2	—	—	—	2
0,0— 3,9	16	—	—	1	17	21	1	—	10	32	14	1	—	5	20
4,0— 7,9	19	—	—	14	33	15	1	—	11	27	9	—	—	7	16
8,0—11,9	14	3	—	14	31	8	2	—	11	21	24	20	3	19	66
12,0—15,9	23	9	2	22	56	16	3	—	11	30	16	17	9	24	66
16,0—19,9	12	11	1	20	44	10	6	3	12	31	15	23	18	16	72
20,0—23,9	2	18	4	7	31	7	3	—	8	18	8	9	15	10	42
24,0—27,9	1	18	14	4	37	2	10	7	4	23	—	6	12	1	19
28,0—31,9	—	14	11	3	28	1	8	3	7	19	—	2	10	6	18
32,0—35,9	—	11	15	4	30	1	9	8	3	21	—	7	7	1	15
36,0—39,9	—	5	21	1	27	—	10	8	3	21	—	4	4	—	8
40,0—43,9	—	—	12	1	13	1	17	13	4	35	—	1	7	1	9
44,0—47,9	—	1	5	—	6	—	6	7	2	15	—	—	3	—	3
48,0—51,9	—	—	2	—	2	1	11	9	3	24	—	—	1	1	2
52,0—55,9	—	—	1	—	1	—	1	10	1	12	—	—	—	—	—
56,0—59,9	—	—	—	—	—	—	—	9	—	9	—	—	—	—	—
60,0—63,9	—	—	1	—	1	—	2	8	1	11	—	—	—	—	—
64,0—67,9	—	—	—	—	—	—	—	2	—	2	—	—	—	—	—
68,0—71,9	—	—	1	—	1	—	—	1	—	1	—	—	—	—	—
≧ 72	—	—	—	—	—	—	—	2	—	2	—	—	1	—	1

schen den einzelnen Monaten zeigt. In der interdiurnen Veränderlichkeit der 12 Uhr-Werte ist der Jahresgang deutlicher ausgeprägt. Durchwegs sind die Werte der interdiurnen Veränderlichkeit der 12 Uhr-Werte mehr als doppelt so groß wie die Veränderlichkeit der Tagesmittelwerte. Die interdiurne Veränderlichkeit der 12 Uhr-Werte ist in den Sommermonaten ungefähr doppelt so groß wie in den Wintermonaten. Die interdiurne Veränderlichkeit der 24 Uhr-Werte ist wieder wesentlich kleiner als die der 12 Uhr-Werte, aber immer noch größer als die Veränderlichkeit der Tagesmittel und weist keinen ausgeprägten Jahresgang auf.

Die Veränderlichkeit des Ozongehaltes der Luft in Wien ist auch aus den Häufigkeitsverteilungen der Tagesmittelwerte, der 12 Uhr- und der 24 Uhr-Werte, die für die einzelnen Jahreszeiten und für das Jahr in Tabelle 5 wiedergegeben sind, zu sehen. Auch hier ist wieder ersichtlich, daß die Streuung der 12 Uhr-Werte wesentlich größer ist als die der Tagesmittel und der 24 Uhr-Werte. Während die Häufigkeitsverteilung der Tagesmittel und der 24 Uhr-Werte einer symmetrischen Verteilung

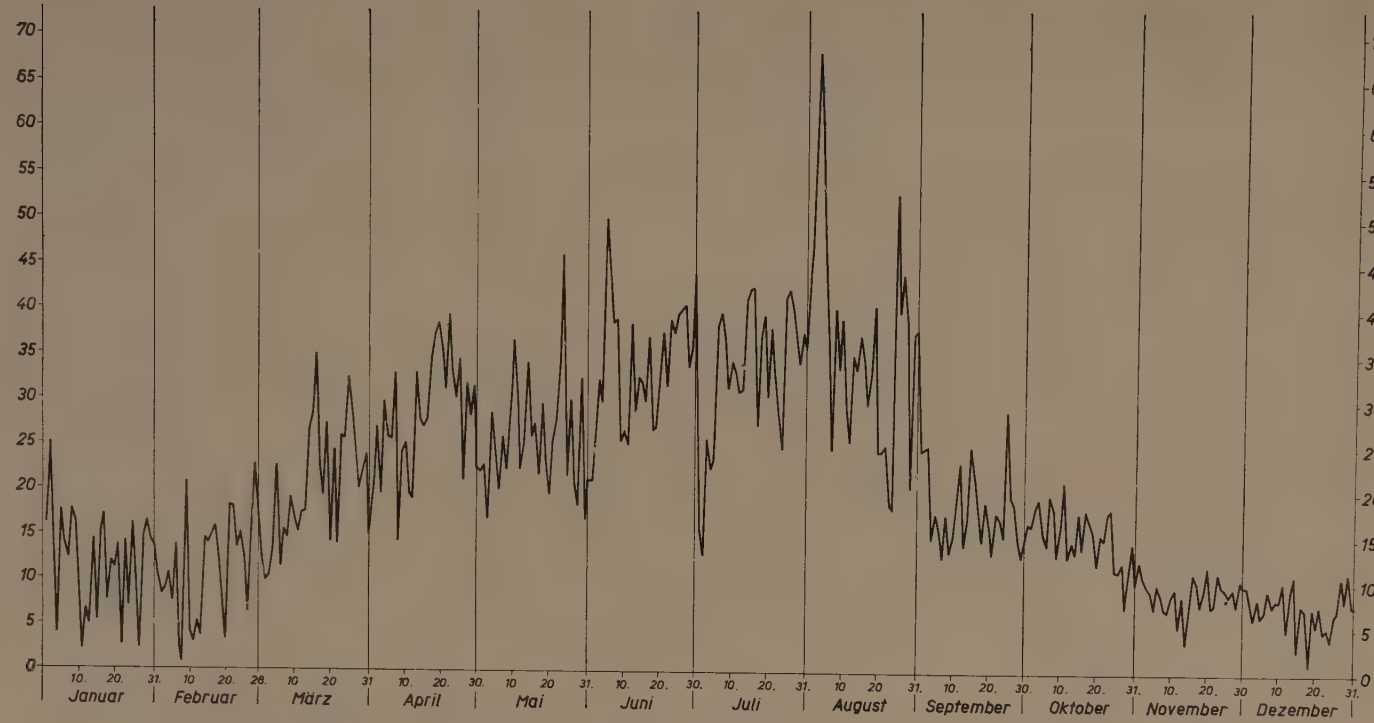

Abb. 3. Jahresgang der Tagesmittelwerte des Ozongehaltes der Luft ($\gamma O_3/m^3$) in Wien im Jahre 1958

nahe kommt, sind die Häufigkeitsverteilungen der 12 Uhr-Werte deutlich unsymmetrisch in dem Sinne, daß namentlich im Herbst und Winter kleinere Werte häufiger vorkommen, daß aber, wenn auch selten, auch sehr große Werte auftreten.

Tabelle 6. *Häufigkeitsverteilung der interdiurnen Änderungen der Tagesmittel des Ozongehaltes der bodennahen Luftschicht und der um 12 Uhr und um 24 Uhr in Wien-Hohe Warte gemessenen Werte des Ozongehaltes*

	Tagesmittel					12 Uhr-Werte					24 Uhr-Werte				
$\gamma O_3/m^3$	Wi.	Fr.	So.	He.	Jahr	Wi.	Fr.	So.	He.	Jahr	Wi.	Fr.	So.	He.	Jahr
> — 36,0	—	—	—	—	—	1	1	2	—	4	—	—	1	—	1
— 36,0 bis — 32,1	—	—	—	—	—	1	1	1	1	4	—	—	—	—	—
— 32,0 „ — 28,1	—	—	1	—	1	—	2	1	2	5	—	—	1	—	1
— 28,0 „ — 24,1	—	1	—	—	1	3	1	2	—	6	—	1	1	—	2
— 24,0 „ — 20,1	—	—	—	1	1	2	2	3	1	8	—	1	2	2	5
— 20,0 „ — 16,1	1	1	1	—	3	1	5	6	7	19	1	2	3	3	9
— 16,0 „ — 12,1	2	3	5	3	13	6	7	3	4	20	1	5	6	2	14
— 12,0 „ — 8,1	6	7	5	4	22	8	5	5	6	24	10	6	9	10	35
— 8,0 „ — 4,1	15	11	11	11	48	7	8	10	7	32	12	10	8	10	40
— 4,0 „ — 0,1	24	19	19	33	95	15	8	10	15	48	22	14	12	19	67
0,0 „ 3,9	17	17	21	17	72	11	12	6	15	44	13	19	7	19	58
4,0 „ 7,9	9	12	12	16	49	8	10	10	9	37	9	14	15	10	48
8,0 „ 11,9	9	11	5	3	28	9	6	6	11	32	14	9	9	5	37
12,0 „ 15,9	3	5	4	1	13	7	5	4	5	21	2	1	5	4	12
16,0 „ 19,9	—	—	3	1	4	3	4	7	4	18	2	—	4	2	8
20,0 „ 23,9	1	—	1	—	2	2	3	6	1	12	1	2	—	2	5
24,0 „ 27,9	—	—	—	—	—	1	5	2	2	10	—	1	3	1	5
28,0 „ 31,9	—	—	—	—	—	1	—	1	—	2	—	1	1	1	3
32,0 „ 35,9	—	—	—	—	—	—	1	2	—	3	—	1	1	—	2
36,0 „ 39,9	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
≧ 40,0	—	—	—	—	—	2	—	1	—	3	—	—	—	—	—

Die Häufigkeitsverteilung der interdiurnen Änderungen der Tagesmittel, der 12 Uhr- und der 24 Uhr-Werte sind deutlich symmetrisch (Tabelle 6). Die Streuung ist bei den interdiurnen Änderungen der 12 Uhr-Werte wesentlich größer, bei den interdiurnen Änderungen der 24 Uhr-Werte aber nur wenig größer als die Streuung der Änderungen der Tagesmittelwerte.

Literatur

1. CAUER, H.: Ergebnisse chemisch-meteorologischer Forschung. Arch. Met. Geoph. Biokl. B **1**, 221 (1949).
2. MAGILL, P. L., F. R. HOLDEN und CH. ACKLEY: Air Pollution Handbook 3—20, New York, 1956.
3. FRENKIEL, F. N.: Atmospheric Pollution in Growing Communities. Smithsonian Rep. for 1956, p. 269.
4. EHMERT, A.: Ein einfaches Verfahren zur absoluten Messung des Ozongehaltes der Luft. Met. Rdsch. **4**, 64 (1951).
5. EHMERT, A., Gleichzeitige Messungen des Ozongehaltes bodennaher Luft an mehreren Stationen mit einem einfachen absoluten Verfahren. J. Atm. Terrestr. Physics **2**, 189 (1952).
6. STEINHAUSER, F., O. ECKEL und F. SAUBERER: Klima und Bioklima von Wien, II. Teil. Wien, 1957.

551.508.96

Technische Gesichtspunkte bei Ionosphärendatenauswertung und modernem Ionosondenaufbau

Von

Hans J. Albrecht, Schramberg-Sulgen

Mit 3 Textabbildungen

Zusammenfassung. Unter Benutzung seiner früheren Untersuchungen über Geräteeinflüsse bei Ionosphärenmessungen behandelt der Verfasser in der vorliegenden Arbeit eine Erweiterung des theoretischen Ausgleichverfahrens. Mit Bezug auf diese Ergebnisse wird in den anderen Abschnitten die moderne technische Einrichtung von Ionosonden diskutiert.

Summary. Using his previous investigations on instrument effects with ionosphere measurements the author deals, in the present paper, with an extension of the theoretical adaptation method. With reference to these results, the modern equipment of ionosphere stations is discussed in the other sections.

Résumé. S'appuyant sur ses recherches antérieures relatives à l'effet instrumental lors des mesures ionosphériques, l'auteur expose ici une extension du procédé théorique de compensation. Puis se référant à ces résultats, il traite de l'aménagement technique des sondes ionosphériques.

1. Einführung

Schon seit Jahrzehnten werden Echolotmessungen der Ionosphäre mit Hilfe von an der Erdoberfläche befindlichen Sendern und Empfängern durchgeführt. Solange aus den Ergebnissen nur Schlüsse auf von Sendeleistung und Empfangsempfindlichkeit unabhängige Ionosphärendaten gezogen werden, ergeben sich auch bei breitbandigen Meßanlagen kaum Schwierigkeiten. Anders liegen die Dinge bei Untersuchungen von Ionosphäreneigenschaften, die eine absolute Abhängigkeit von der Zeichenstärke aufweisen. In solchen Fällen müssen die Geräteeinflüsse unbedingt in Rechnung gesetzt werden. Wie kürzlich mitgeteilt wurde [*1*], kann man vier Hauptgruppen der gerätbedingten Einwirkung auf die Messungen unterscheiden:

a) Gleichlauf zwischen Sende- und Empfangsfrequenz.

b) Schwankungen der Sendeleistung in dem benutzten Frequenzbereich.

c) Ungleichmäßige Empfangsempfindlichkeit in dem benutzten Frequenzbereich.

d) Resonanzerscheinungen der Antenne.

Jeder dieser Einflüsse kann eine Ungleichmäßigkeit in der frequenzbezogenen Gesamtempfindlichkeitskurve der Meßanlage hervorrufen.

Der Verfasser gab weiterhin ein von ihm schon bei verschiedenen Ionosphärenuntersuchungen [*2*, *3*, *4*] angewandtes Verfahren zur weitgehenden Verbesserung der Auswertungsergebnisse in dieser Hinsicht an [*1*]. Zur Einführung sei kurz wiederholt, daß damit die Gesamtempfindlichkeitskurve einer Meßanlage, die selbstverständlich die oben aufgeführten Meßfehler aufweist, in eine nach elektronischen und mathematischen Gesichtspunkten richtige Kurve verwandelt wird. Es sei daran erinnert, daß u. a. die maximal von der entsprechenden Ionosphärenschicht zurückgeworfene Frequenz, die sogenannte kritische Frequenz, gemessen wird. Während bei normalen und regelmäßigen Schichten (E, F_1 und F_2) eine entsprechende Zeichenstärke für eine unbeeinflußte Frequenzmessung ausreicht, trifft dies bei abnormalen oder sporadisch auftretenden Schichten, z. B. der sporadischen E-Schicht, nicht zu. In diesem Fall ist eine Korrektion nach oben beschriebenem Prinzip bei einer gewissenhaften Auswertung erforderlich, da bis zu einem gewissen Grade die Reflexionsfähigkeit von der abgestrahlten Leistung und der Empfangsempfindlichkeit abhängt.

Nach technischen Überlegungen kann die frequenzbezogene Gesamtempfindlichkeitskurve einer Ionosphärenmeßanlage keine ideale Gleichmäßigkeit in dem normalerweise großen Frequenzbereich besitzen. Eine Addition von vier Empfindlichkeitskurven entsprechend den oben erwähnten Haupteinflüssen ergibt die Gesamtempfindlichkeitskurve, die sich andererseits nach [*1*] aus der statistischen Auswertung der von den einzelnen Ionosphärenforschungsstationen veröffentlichten Meßdaten erschließen läßt. Es wurde außerdem vom Verfasser ein Korrektionsglied angegeben, das zu jedem veröffentlichten Einzelfrequenzwert addiert werden kann und der durch die Geräteinflüsse notwendig gemachten Meßkorrektion entspricht.

2. Statistische Meßkorrektion und Stationsvergleichsfaktor

Wie schon in [*1*] behandelt wurde, kann man die Gesamtempfindlichkeitskurve mathematisch durch

$$S = \varphi(f) \tag{1}$$

wiedergeben.

Im Fall einer idealen Gleichmäßigkeit wäre also

$$\frac{\Delta S_{\text{eff}}}{\Delta f} = 0 \tag{2}$$

Die Größe S_{eff} zeigt eine negative Abweichung für jedes mehr oder weniger große Frequenzband, in dem die Gesamtempfindlichkeit durch nicht mit der Ionosphäre zusammenhängende Einflüsse, wie die obengenannten Geräteeinflüsse, verringert wird. Zum Zweck einer statistischen Meßkorrektion müssen Intensität und Frequenz solcher Einwirkungen festgestellt werden. Da in den seltensten Fällen genaue technische Beschreibungen und Betriebsdaten der Ionosonden zur Verfügung stehen, kann man, wie schon erwähnt, diese Angaben auch aus der Häufigkeitsstatistik der veröffentlichten Einzelwerte der kritischen Frequenz (oder „top-frequency" der E_s-Schicht) bestimmen und gleichzeitig das additive Korrektionsglied ermitteln.

Wenn f_j einen Einzelfrequenzwert darstellt, ist also der korrigierte Einzelwert wie folgt gegeben:

$$f_j' = f_j + A \tag{3}$$

Das additive Korrektionsglied ist nach [1] am besten durch einen aus sich überlappenden Exponentialfunktionen bestehenden Ausdruck definiert:

$$A = \frac{1}{4{,}8}\left[\frac{e^{K_\alpha}}{\sqrt{\cosh 3{,}2\,(f_{n+1{,}0} - f_j)}} + \frac{e^{K_\beta}}{\sqrt{\cosh 3{,}2\,(f_{n+1{,}5} - f_j)}}\right] \tag{4}$$

Bei der Anwendung ist für die Bereichbestimmung darauf zu achten, daß $f_{n+1{,}0} > f_j$.

Wenn die in dem Zeitraum eines Monats gesammelten Frequenzwerte als statistisch ausreichend angenommen werden und weiterhin

σ_1 = monatliche Häufigkeitszahl zwischen f_n und $f_{n+1{,}0}$
σ_2 = monatliche Häufigkeitszahl zwischen $f_{n+0{,}5}$ und $f_{n+1{,}5}$
σ_3 = monatliche Häufigkeitszahl zwischen $f_{n+1{,}0}$ und $f_{n+2{,}0}$
σ_4 = monatliche Häufigkeitszahl zwischen $f_{n+1{,}5}$ und $f_{n+2{,}5}$
σ_5 = monatliche Häufigkeitszahl zwischen $f_{n+2{,}0}$ und $f_{n+3{,}0}$
σ_6 = monatliche Häufigkeitszahl zwischen $f_{n+2{,}5}$ und $f_{n+3{,}5}$,

sind die K-Werte durch

$$K_\alpha = 2\left(\frac{\sigma_1 + \sigma_5 - 2\sigma_3}{3\sigma_1}\right) \tag{4 a}$$

und

$$K_\beta = 2\left(\frac{\sigma_2 + \sigma_6 - 2\sigma_4}{3\sigma_2}\right) \tag{4 b}$$

gegeben.

Die einzelnen Bereiche sind in jedem Fall durch f_n, das die den Bereich am unteren Ende begrenzende Frequenz darstellt, definiert; z. B. bei $n = 4$, $f_n = 4$ MHz, $f_{n+0{,}5} = 4{,}5$ MHz, $f_{n+1{,}0} = 5$ MHz usw.

Wie es Gl. (4) erfordert, muß der Gesamtfrequenzbereich in sich überlappende je 1 MHz breite Bereiche zur Bestimmung der σ-Werte unterteilt werden.

Abb. 1 zeigt, wie die Benutzung der Meßkorrektion ausgleichend auf die Gesamthäufigkeitskurve wirkt. Der Übersicht halber sind hierzu nur Häufigkeitszahlen der ganzzahligen Bereiche, also die für K_α berechneten σ-Werte, benutzt worden. Während die typische Art der Kurve selbstverständlich auf den Eigenschaften der sporadischen E-Schicht beruht,

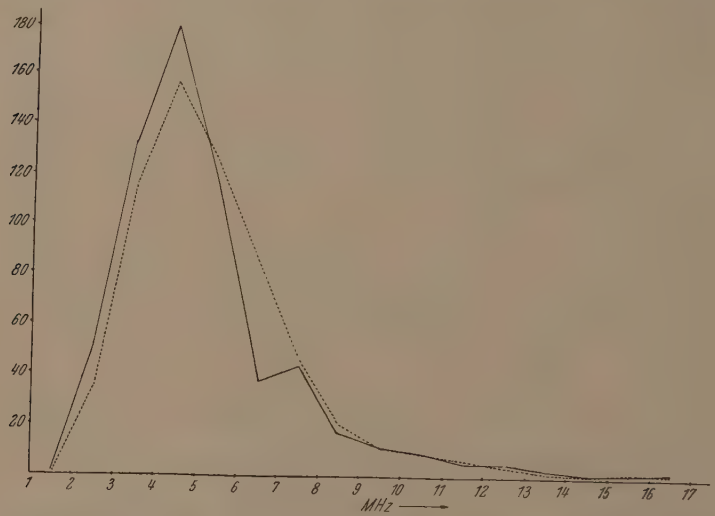

Abb. 1. Charakteristische Häufigkeitsverteilung einer Ionosphären-Meßanlage
——— vor Anwendung des Ausgleichverfahrens
..... nach Anwendung des Ausgleichverfahrens

sind sprunghafte Abweichungen davon auf die obengenannten Abweichungen der Gesamtempfindlichkeitskurve der Station zurückzuführen, also $\frac{\Delta S_{\text{eff}}}{\Delta f} \neq 0$. Die zweite Kurve läßt deutlich eine Wirkung der Korrektion erkennen.

Zusammenfassend muß man erwähnen, daß diese Korrektionsanpassungsmethode vom Verfasser bereits mehrfach erfolgreich benutzt wurde und in der schon in [*1*] angegebenen und hier in Einzelheiten erläuterten Form vollkommen ausreichend zur Nutzbarmachung der bisher nur bedingt verwendbaren Werte der sporadischen E-Schicht zu sein scheint. Es kann eine noch bessere Korrektionswirkung durch weitere Einengung der Bereiche erzielt werden, z. B. mit einer Bandbreite von nur 500 kHz. Die entsprechenden Änderungen in Gl. (4) sind selbsterklärlich.

Weiterhin muß noch erklärt werden, daß im obersten Frequenzbereich [$f_{\max}$ bis ($f_{\max}$ — 1,0 MHz)], ebenso wie im untersten Bereich bis etwa 2,0 MHz die erhältliche Korrektion infolge statistischer Schwierigkeiten als nicht sehr aufschlußreich angesehen werden kann.

Es ist naheliegend, daß auch ein auf obigen Überlegungen beruhender

Stationsvergleichsfaktor ermittelt werden kann. Wie der Name sagt, soll dieser Faktor es ermöglichen, ein und dieselbe Station und auch verschiedene Stationen untereinander zu verschiedenen Zeitpunkten zu vergleichen. Diese Größe, die auch als Gütefaktor angesehen werden kann, ist gegeben als eine Funktion des Verhältnisses von ununterbrochenem Gesamtfrequenzbereich zur Summe der positiven Werte von K_α im verbleibenden Meßbereich. Ein durch mehrere Auswertungen erprobter Vergleichsfaktor kann wie folgt definiert werden:

$$\text{V. F.} = \frac{f_{\max} - 3{,}0\,\text{MHz}}{f_{\max} - 1{,}0\,\text{MHz}} - 2\,K\,\alpha_{\max} \qquad (5)$$

$$\sum_{2{,}0\,\text{MHz}} K\,\alpha'$$

wobei $f_{\max}$ die obere Frequenzbegrenzung des Gesamtfrequenzbereiches (in MHz) ist und K_α' die positiven Werte von K_α darstellt. Der Gesamtfrequenzbereich ist der praktisch ununterbrochene Bereich der vorhandenen Einzelfrequenzwerte, d. h. keine Unterbrechung darf die Bandbreite von 1 MHz überschreiten. Es muß betont werden, daß dieser Stationsvergleichsfaktor vom Verfasser hauptsächlich als Erleichterung bei der Untersuchung zeitlicher Änderungen in den Betriebsdaten einer und derselben Station gedacht ist. Obgleich seine Benutzung auf diese und ähnliche Anwendungen beschränkt bleiben sollte, können auch allgemeinere Ergebnisse durchaus als befriedigend angesehen werden.

Im folgenden sollen unter Beachtung des in diesem Abschnitt Gesagten die technischen Gesichtspunkte für eine moderne, möglichst brauchbare Ionosphärenmeßanlage behandelt werden.

3. Frequenzgleichlauf

Grundsätzlich lassen sich bei Ionosphärenmeßanlagen nach dem Echolotprinzip zwei Gleichlaufverfahren unterscheiden, eine mechanische Kupplung zwischen den frequenzbestimmenden Einheiten von Sender und Empfänger und andererseits die Regelung von Sende- und Empfangsfrequenz durch einen über einen Frequenzbereich von etwa 20 MHz veränderbaren UKW-Oszillator. Auf eine eingehende allgemeine Beschreibung der verschiedenen Ionosondenarten ist im Schrifttum [5] hingewiesen.

Der oben erwähnte Stationsvergleichsfaktor ist für beide Verfahren in gleichem Maße gültig, wie durch die Auswertung der Beobachtungen von mehreren Stationen bewiesen werden konnte. Bei dem letztgenannten Prinzip wird der Gleichlauf automatisch-elektronisch geregelt und damit jeder Einfluß dieser Art praktisch ausgeschaltet. Eine große Zahl moderner Stationen benutzt diese Gleichlaufmethode. Bei der Auswertung von nach dem älteren Prinzip gewonnenem Material kann durch die Berechnung des Stationsvergleichsfaktors auf die Gleichlaufgenauigkeit geschlossen werden.

4. Senderaufbau

Ein idealer Ionosondensender würde in dem gesamten möglichst großen Frequenzbereich eine gleichbleibende Abstrahlleistung aufweisen. Praktisch läßt sich dieser Zustand nur angenähert verwirklichen. Eine moderne Station sollte für einen Frequenzbereich von 1 bis 20 oder 25 MHz ausgerüstet sein; die Forderung einer möglichst gleichbleibenden Leistung läßt sich oft aber nur durch eine weitere Begrenzung des Gesamtbereiches erfüllen, so daß der eigentliche Bereich erst nach Berechnungen und Untersuchungen über Antennen- und Erdoberflächenverhältnisse am geplanten Standort festgelegt werden sollte.

Neben den weiter unten behandelten Änderungen der Senderausgangsbelastung durch Antenneneffekte ist auch eine gleichmäßige Aussteuerung der Endstufe, die möglicherweise durch den Gleichlauf der einzelnen Sendervorstufen beeinflußt werden kann, wesentlich für eine im Gesamtbereich konstante Abstrahlleistung.

Die älteren Ionosphärenanlagen bedienen sich im allgemeinen einer zwei- oder mehrstufigen mechanischen oder elektromechanischen Umschaltung der Schwingkreiselemente, um den Frequenzbereich zu bestreichen. Es ist verständlich, daß eine derartige Umschaltung entsprechend der Stufenzahl des Senders eine mehr oder weniger große Fehlerquelle darstellt. Andererseits ist ein einstufiger Sender nur bei äußerst einfachen Anlagen als zufriedenstellend anzusehen. Bei richtigem Aufbau läßt sich eine verhältnismäßig gleichmäßige Abstrahlleistung durch die Benutzung von im Frequenzbereich aperiodischen Leistungsverstärkern erreichen. Wenn ein solches Verfahren mit einer automatisch-elektronischen Gleichlaufart kombiniert wird [*6*, *7*], ergibt sich keine Notwendigkeit für irgendeine mechanische Umschaltung. Trotz des damit erforderlichen erheblichen Aufwandes sollte eine moderne Ionosonde nach diesem Prinzip aufgebaut sein.

Nach dem im zweiten Abschnitt Gesagten ist eine absolute Konstanz der Sendeleistung im gesamten Frequenzbereich anzustreben. In regelmäßigen zeitlichen Abständen ist eine eingehende technische Überprüfung der Anlage in dieser Hinsicht erforderlich. Dies bedeutet die Durchführung einer genauen Leistungsmessung mit einer der Antenne entsprechenden Belastung in Abständen von höchstens 100 kHz.

5. Empfängeraufbau

Auch bei der verlangten Gleichmäßigkeit der Empfangsempfindlichkeit in dem in Frage kommenden Frequenzbereich ist die Art des benutzten Empfängers maßgebend. Bei älteren Ionosonden finden vielfach umgebaute Funkbetriebsempfänger Verwendung. Soweit es sich bei den Anlagen nicht um solche mit dem bereits erwähnten automatischen Gleichlauf handelt, wird, ähnlich dem im vierten Abschnitt beschriebenen Verfahren, eine Umschaltung benutzt, die unerwünschte Empfindlichkeitssprünge hervorrufen kann.

Für moderne Ionosphärenmeßanlagen sollte nur die automatisch-elektronische Gleichlaufmethode in Erwägung gezogen werden. Dabei wird ein veränderbarer Oszillator, z. B. in dem Bereich 31 bis 50 MHz, als einziges veränderbares Glied von Sender und Empfänger benutzt. Sende- und Empfangsfrequenz werden daraus durch normale Mischverfahren erhalten, d. h. im ersteren Fall wird ein konstantes impulsmoduliertes Signal auf 30 MHz mit der jeweiligen Oszillatorfrequenz gemischt um den Sendefrequenzbereich 1 bis 20 MHz zu erhalten, während auf der Empfängerseite die Mischung zwischen diesem Oszillatorsignal und der Eingangsfrequenz die konstante Zwischenfrequenz von 30 MHz ergibt. Die Optimalbedingung einer gleichmäßigen Empfangsempfindlichkeit bedeutet, daß das Eingangssignal des Zwischenfrequenzverstärkers für den Gesamtfrequenzbereich konstant ist. Diese Forderung verlangt wiederum, daß eventuelle Verstärkerstufen vor der Mischstufe als Breitbandverstärker aufgebaut sein müssen.

Auch die Empfangsempfindlichkeit muß ständig überprüft werden. Ähnlich der bei Sendermessungen vorgeschlagenen Methode müssen auch die durch die Antenne geschaffenen Eingangsanpassungsverhältnisse genau nachgebildet werden.

6. Antenneneffekte

Der Wahl der Antennen sollte bei allen Ionosonden besondere Bedeutung beigemessen werden. Die erste technische Bedingung ist vor allem eine für den gesamten Frequenzbereich möglichst gleichbleibende Abstrahlleistung in der hauptsächlich interessierenden senkrechten Richtung in einer kegelförmigen Strahlungskeule mit einer minimalen Anzahl von Nebenkeulen, die Anlaß zu eventuellen Fehlauswertungen geben können. Es ist von gleicher Wichtigkeit, daß die Charakteristik der Antennenanlage nicht durch Witterungsänderungen beeinflußt werden kann. Besonders der letztgenannte Gesichtspunkt erfordert eingehende Untersuchungen der Eigenschaften der unter der Antenne gelegenen Erdoberfläche. Es ist bezeichnend, daß solche Untersuchungen teils wegen technischer Schwierigkeiten, teils mangels Erfahrung bei vielen Ionosphärenmeßanlagen anscheinend nicht in ausreichender Form durchgeführt worden sind. Berechnungen nach [*1*] lassen auch vermuten, daß die folgenschweren Abweichungen von der gleichmäßigen Idealkurve der Gesamtempfindlichkeit hauptsächlich durch die Antennenanlage hervorgerufen werden. Dies scheint auch für witterungsbedingte Änderungen zu gelten. Aus diesen Gründen soll die Antennenfrage hier etwas eingehender nach funktechnischen Gesichtspunkten behandelt werden.

Die Notwendigkeit eines verhältnismäßig breiten Frequenzbereiches scheint auf eine unabgestimmte, also eine aperiodische Antenne hinzuweisen. Es ist aber ebenfalls wichtig, keine ausgeprägte horizontale Strahlungskeule zu erhalten. Andererseits soll die Erdoberfläche unter der Antenne einen möglichst geringfügigen Effekt haben, d. h. die erfolgreiche Lösung hängt nicht zuletzt von der allgemeinen Bodenbeschaffenheit am Standort der Anlage ab.

Die Rhombusantenne wird vielfach als Ionosondenantenne benutzt. Sie ist bekannt als Kompromißlösung zwischen einer gewissen mehrbandigen Benutzbarkeit und verhältnismäßig gutem Abstrahlwirkungsgrad. Sie ist aber in gleichem Maße als hervorragende Richtantenne für Ausbreitung mit einem dem Längenverhältnis entsprechenden flachen Abstrahlwinkel bekannt. Ob diese Antennenart wirklich den weiter oben erläuterten Anforderungen von Ionosondenantennen gerecht werden kann, hängt letzten Endes von ihrem Aufbau und von den Eigenschaften der Erdoberfläche am Aufstellungsort ab.

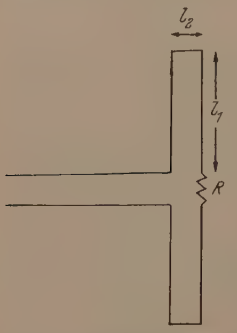

Abb. 2. Widerstandsabgeschlossener Faltdipol nach W. L. McPHERSON

Weiterhin finden reusenartige Antennenanlagen Verwendung. Untersuchungen über die Eignung dieser Art müssen von Fall zu Fall den Bedingungen angepaßt werden.

Als dritte allgemeine und erfolgversprechende Möglichkeit sei ein „widerstandsabgeschlossener" Faltdipol [8] erwähnt, der in Abb. 2 dargestellt ist. Eine technische Beschreibung findet sich im Schrifttum [9]. Bei $l_1 = 10$ m, $l_2 = 30$ cm und $R = 600\ \Omega$ erhält man die in Abb. 3 wiedergegebene, relativ günstige Kurve des Antenneneingangswider-

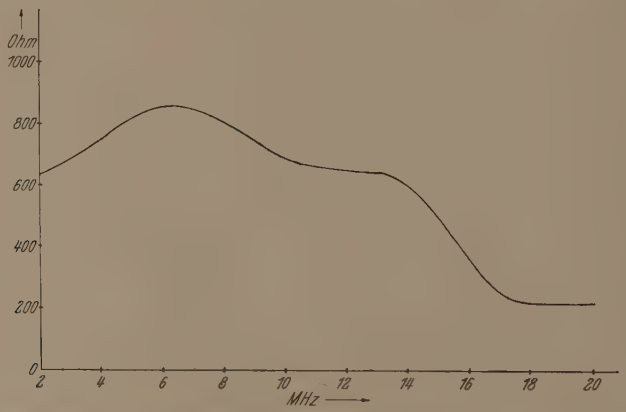

Abb. 3. Abhängigkeit des Antenneneingangswiderstandes der in Abb. 2 dargestellten Antenne (nach W. L. McPHERSON) von der Frequenz

standes als Funktion der Frequenz. Eine Kombination von zwei oder mehr in einer bestimmten Weise angeordneten Antennen dieser Art sollte eine breite, senkrechte, von Frequenzänderungen einigermaßen unabhängige Strahlungskeule ergeben. Ein Nachteil einer solchen Anlage ist die in den Widerständen vernichtete Leistung, die bei einem solchen Dipol in der Größenordnung von 50% liegen kann. Angesichts einer besseren Ionosondengüte hat diese Tatsache aber nur zweitrangige Bedeutung.

In jedem Falle sollte die Konstanz der Erdbodencharakteristik so weit als möglich gewährleistet sein. Bis zu einem gewissen Grade kann man dies durch eine „künstliche Erde" in Form eines auf die Erdoberfläche gelegten Metallnetzes erreichen. Je nach den Ausmaßen der Antennenanlage kann das mit einem erheblichen Aufwand verbunden sein, den man aber nicht scheuen sollte.

Die senkrecht gerichtete Strahlungskeule muß in regelmäßigen Zeitabständen ausgemessen und überprüft werden. Der Aufwand eines Flugzeuges kann gegebenenfalls ersetzt werden durch die Benutzung einer Bumerang-Radiosonde, die der Verfasser vor einiger Zeit für aerologische und geophysikalische Messungen in der unteren Atmosphäre durchentwickelt und beschrieben hat [*10*].

Literatur

1. Albrecht, Hans J.: J. Atmos. Terr. Phys. **13**, 173 (1958).
2. Albrecht, Hans J.: J. Wireless Inst. Austr. **24**, Nr. 10 (1956).
3. Albrecht, Hans J.: Geof. pura appl. **38**, 169 (1957).
4. Albrecht, Hans J.: Arch. Met. Geoph. Biokl. A **11**, 84 (1959).
5. Hüter, W.: Handbuch der Hochfrequenz und Elektrotechnik, Bd. III, S. 518—538. Berlin: Verlag Radio-Foto-Kinotechnik. 1954.
6. Sulzer, P. G.: Electronics, July 1946, 137.
7. Lindquist, R.: Res. Lab. Electronics Göteborg, Heft 12, 37 (1949).
8. McPherson, W. L.: Unveröffentlichter Bericht, siehe [*9*].
9. Williams, H. P.: Antenna Theory and Design. London: Pitman. 1950.
10. Albrecht, Hans J.: Geof. pura appl. **33**, 121 (1956).

551.508.85

(Institut für Meteorologie und Geophysik der Freien Universität Berlin)

Betriebserfahrungen mit dem Plathschen Sichtfunkpeiler SFP 51/2 bei der Sferic-Ortung

Von

G. Malkowski

Mit 7 Textabbildungen

Zusammenfassung. Es wird über erste Betriebserfahrungen mit einem Kathodenstrahl-Sichtfunkpeiler berichtet, der uns für Sferic-Peilungen zur Verfügung stand.

Summary. First experiences of operation of a cathode-ray radio: bearing-compass used for sferic-bearings are communicated.

Résumé. Premiers résultats obtenus au moyen d'un phare radio à tube cathodique.

Im August 1958 konnte im Institut für Meteorologie und Geophysik zu Berlin dank des Entgegenkommens der Firma C. Plath, Hamburg, ein Sichtfunkpeiler zur Sferic-Ortung in Betrieb genommen werden. Wie bekannt, sind in England, der Schweiz, Frankreich, den USA und der Sowjetunion zum Teil großangelegte, aus mehreren Einzelstationen bestehende Peilnetze routinemäßig in Betrieb, die, mit dem Prinzip der Basispeilung arbeitend, nicht nur eine Azimutbestimmung einfallender Sferics gestatten, sondern eine für synoptische Zwecke ausreichend genaue Ortsangabe der einzelnen Sferic-Herde liefern. In Deutschland wurden während des letzten Krieges mit einem aus drei Stationen bestehenden Peilnetz von Schindelhauer und Israël entsprechende Erfahrungen gesammelt [*1*], doch konnten diese Arbeiten nach Kriegsende nicht weitergeführt werden.

Wie in verschiedenen Arbeiten (z. B. [*2*]) gezeigt wurde, gibt es grundsätzlich zwei Verfahren zur Bestimmung der (horizontalen) Einfallsrichtung von meteorologisch bedingten Funkstörungen, d. h. Sferics. Bei dem Schmalsektorpeiler (Lugeon-Nobile) läuft eine Antennenkombination mechanisch um und tastet dabei mit ihrem sehr schmal (einige Grade) gehaltenen Empfangssektor den Horizont nach Sferics ab,

die auf einem mitumlaufenden Registrierstreifen azimutrichtig festgehalten werden. Beim zweiten Verfahren nehmen zwei feststehende, gekreuzte Rahmenantennen die einfallende Sferic komponentenmäßig richtig auf und führen die beiden azimutabhängigen Komponenten einem Zweikanalverstärker zu, an dessen Ausgang ein Braunsches Rohr geschaltet ist, in dem die beiden Sferic-Komponenten vektoriell wieder zusammengesetzt werden. Dadurch entsteht auf dem Leuchtschirm für die Dauer des Sferic-Einfalles ein Strich (bei Störungen der Wellenausbreitung durch Sekundärstrahler in der Nähe der Rahmenantennen eine mehr oder weniger schmale Ellipse), dessen Orientierung auf dem Leuchtschirm direkt das Azimut der betreffenden Sferics, allerdings mit einer 810°-Ungenauigkeit, angibt (Kathodenstrahlpeilverfahren nach W. Watt).

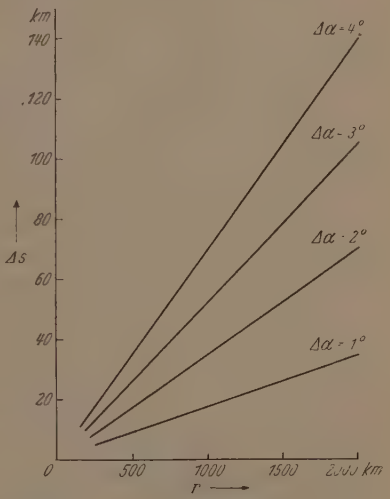

Abb. 1. Die Abhängigkeit der Fehler bei der Lagebestimmung von Sferic-Herden von der Peilgenauigkeit $\Delta\alpha$ (Δs gerechnet in Kilometern quer zum Peilstrahl)

Nach dem letzten Verfahren arbeitet nun der Plathsche Sichtfunkpeiler, der für die Zwecke der Schiffsnavigation auf Grund von Peilungen bekannter Funkfeuer oder Sender bestimmt ist und der allmählich den klassischen Gehörpeiler (der im Prinzip nach dem Schmalsektorverfahren arbeitet) verdrängt. Bei den speziell für Sferic-Peilungen konstruierten Peilapparaturen benutzt man als Frequenz im allgemeinen die 27 kHz- oder (wegen des geringeren tageszeitlichen Ganges der Ausbreitungsbedingungen) noch besser die 10 kHz-Welle. Beim SFP 51/2 mußten die Peilungen, da es sich um ein Seriengerät handelt, in dem für Schiffspeiler üblichen Grenzwellenbereich 240 bis 535 kHz durchgeführt werden. Dies hatte den Nachteil, daß man sich vor Beginn der eigentlichen Peilung eine von einem Sender unbesetzte Stelle im erwähnten Frequenzband suchen mußte, was bei der großen Anzahl von Funkfeuern, Telegraphiesendern, A_3-Sendern, Deccaketten usw. in diesem Wellenbereich nicht ganz einfach ist. Ein großer Vorteil des SFP 51/2 ist die Seitenkennung, die die 180°-Ungenauigkeit zu vermeiden gestattet. Voraussetzung zur Benutzung dieser Einrichtung bei der Sferic-Ortung ist allerdings, daß die Anzahl der Sferics pro Zeiteinheit, die der zu ortende Sferic-Herd liefert, nicht zu klein ist, da es sonst wegen der Streuung der Sferic-Feldstärken nicht möglich ist, zu entscheiden, ob bei der einen oder der anderen Stellung des Peilseitenschalters die Sferic-Signale im Mittel länger oder kürzer auf dem Braunschen Rohr erscheinen. Als Erfahrungswert beim SFP 51/2 kann eine Häufigkeit von 2 bis 3 Sferics pro Sekunde gelten, die zur einwandfreien Seitenbestimmung nötig ist. Die Peil-

genauigkeit, die bei Dauersendern unter normalen Ausbreitungsbedingungen 0,5 bis 1° beträgt, liegt bei Sferics etwa bei 2 bis 3°, da man wegen der kurzen Dauer der Erscheinung keine Zeit hat, den Peilfaden auf das Signal genau einzustellen (die verwendete Braunsche Röhre besitzt keine nennenswerte Nachleuchtdauer). Das Diagramm der Abb. 1 zeigt die Abhängigkeit der durch die Peilgenauigkeit bedingten möglichen Fehler bei der Herdbestimmung von der Entfernung, gerechnet quer zur Verbindungslinie Peiler — Herd.

Bevor einzelne Peilungen zusammen mit den zugehörigen synoptischen Beobachtungen besprochen werden sollen, sei noch bemerkt, daß man bei den Sferic-Peilungen grundsätzlich vier Erscheinungs-Typen des Peilbildes unterscheiden kann, die man entsprechenden Großwettertypen im Kontrollbereich des betreffenden Peilers zuordnen kann. Die vier Typen sind im einzelnen:

Typ I. Absolute „Funkstille" in der Atmosphäre, d. h. jegliche Abwesenheit von peilbaren Sferics über einen längeren Zeitraum ($>$ 1 Std.) wobei peilbare Sferics solche sind, deren Feldstärke ausreichend über der Empfindlichkeitsschwelle des Peilers liegen, so daß eine einwandfreie Richtungsanzeige erfolgt (die Ansprechschwelle des SFP 51/2 liegt bei 20 μ V/m). Typ I tritt im Sommerhalbjahr kaum auf, im Winterhalbjahr dagegen häufig. Er ist im Sommer an Zentralhochlagen gebunden, bei denen sich jedoch der antizyklonale Einfluß bis ins Mittelmeergebiet erstrecken muß. Im Winter kommt er auch bei anderen Großwettertypen vor, mitunter sogar bei ausgesprochenen Troglagen über Europa. Letzteres ist wohl deshalb möglich, weil zur Sferic-Produktion drei Voraussetzungen nötig sind, nämlich 1. thermische Instabilität der Luftmasse, 2. strömungsbedingte bodennahe Konvergenzen und 3. hohe absolute Feuchte. Diese drei Faktoren sind aber bei winterlichen Troglagen nicht immer erfüllt, so daß keine beobachtbaren Sferics auftreten (Beispiel: 10. August 1958 vormittags [Hochlage] und 10. Januar 1959 vormittags [Troglage]).

Typ II. Gelegentliche, aus verschiedenen Richtungen einfallende schwache oder starke Sferics, etwa 3 bis 5 pro Minute. Häufig kehrt dabei die eine oder die andere Richtung immer wieder, so daß also schon ein oder mehrere, wenn auch schwache Herde im Einzugsbereich des Peilers vorhanden sind oder indem von größeren, weit entfernten Herden einzelne Sferics „durchschlagen", sei es wegen besonders hoher Feldstärke oder wegen zufällig momentan günstiger Ausbreitungsbedingungen. Dieser Typ tritt gern bei nicht besonders ausgeprägten Zentralhochlagen oder Hochdruckbrückenlagen über Europa auf. Man geht wohl nicht fehl, wenn man für diesen Typ einzelne Luftmassengewitter verantwortlich macht. Am 13. August 1958 trat dieser Typ z. B. auf, als sich eine Hochdruckbrücke von den Azoren nach Rußland über Mitteleuropa hinweg erstreckte, in deren Bereich einzelne Luftmassengewitter auftraten. Er ist aber auch bei Troglagen mit schwacher oder erst anlaufender Gewittertätigkeit häufig zu finden, als Beispiel kann der 22. August 1958 dienen.

Typ III. Ausgeprägter Einzelherd aus einer einzigen, bis auf 1° genau angebbaren Richtung. Große Sferic-Häufigkeit pro Zeiteinheit (> 10 SF./sec), meistens auch hohe Sferic-Feldstärken, die oft den Peilempfänger übersteuern können. Dieser Peiltyp ist der dankbarste und eindruckvollste bei der Sferic-Ortung, da er wie ein Dauerstrichsender mit absolut eindeutiger Seitenangabe auf ein Grad genau meistens über mehrere Stunden hinweg verfolgt werden kann. Bei diesem Typ können auch Herdverlagerungen leicht festgestellt werden, wenn auch zunächst nur in Form einer Winkelgeschwindigkeit (Grad pro Stunde). Gelegentlich treten auch zwei oder drei derartige ausgeprägte Einzelherde gleichzeitig auf, deren getrennte Peilung dann ebenfalls keine Schwierigkeiten macht. Ein derartiger Fall trat am 8. August 1958 um 0 Uhr GMT auf. Leider ist die Häufigkeit des Typs III zu gering, um eine Zuordnung zu bestimmten Großwetterlagen zu treffen; verantwortlich für das Auftreten des Typs III ist auch weniger eine bestimmte Großwetterlage als vielmehr die Bildung eines oder mehrerer kleiner Gewittertiefs oder Wellenstörungen von nur einigen 100 km Durchmesser, die von der jeweiligen Großwetterlage ziemlich unabhängig zur Entwicklung gelangen. Dies war auch am 8. August 1958 der Fall, als eine kleine, aber von zahlreichen Gewittern begleitete Wellenstörung über Oberitalien hinwegzog.

Typ IV. Zahlreiche Sferics aus einem breiten Sektor, der bis zu 360° betragen kann. Von einem Einzelherd kann bei diesem Typ nicht mehr die Rede sein, sondern hier ist eine großräumige, weit verbreitete, aus zahlreichen Einzelherden bestehende Gewittertätigkeit als Ursache anzusehen. Befindet sich dabei der Peiler innerhalb dieses Gewittergebietes, so werden Sferics aus sämtlichen Richtungen empfangen und eine Seitenbestimmung einzelner Herde ist nicht mehr möglich. Liegt der Peiler außerhalb des Gewittergebietes, so ist eine Seitenbestimmung schon eher möglich. Ihre Eindeutigkeit wächst in dem Maße, wie die Sektoröffnung des Herdes abnimmt, da eine Verminderung der Herdbreite einen Übergang zum Typ III bedeutet. Typ IV ist hauptsächlich im Sommerhalbjahr anzutreffen, wenn im Bereich von Trog- oder Zentraltieflagen über Mitteleuropa bzw. bei Annäherung einer markanten Front verbreitet Gewitter auftreten. Allerdings sind Fronten nach den bisherigen Erfahrungen und nach den Beobachtungen mit dem Berliner Wetterradargerät [*3*] nie lückenlos mit Gewittern besetzt, sondern es treten große Abschnitte längs einer Front auf, die nicht elektrisch aktiv sind.

Ein Beispiel für Typ IV konnte am 6. August 1958 zum 03,00 Uhr GMT-Termin beobachtet werden, als über Westdeutschland im Bereich einer Wellenstörung an deren Kaltfront verbreitet Gewitter auftraten. Im Winter kann der Typ IV auftreten, wenn bei zyklonalem Bodendruckfeld Kaltluft ins Mittelmeergebiet einfließt, so daß dort zahlreiche, über weite Gebiete statistisch verstreute Gewitter auftreten.

Im folgenden soll nun für jeden Peiltyp ein markanter Fall besprochen werden, um zu zeigen, wie die zugehörige synoptische Situation war; daß derselbe Peiltyp auch bei anderen ähnlichen Wetterlagen auftreten kann,

liegt in der Natur der Sache und wurde schon bei den einzelnen Typen erwähnt.

10. August 1958 (Typ I). Wie Abb. 2 zeigt, liegt ein ausgedehntes Hoch über Mitteleuropa, die höchsten Druckwerte (1023 mb) treten dabei in Ostdeutschland auf. Trotz mehrerer Fronten im Einzugsbereich des Peilers wurden keine Sferics beobachtet, da bei dem antizyklonalen Ein-

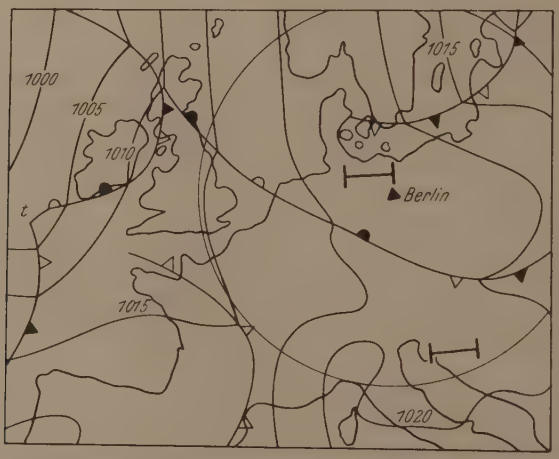

Abb. 2. Die Wetterlage in Mitteleuropa am 10. August 1958, 06,00 Uhr GMT [der Kreis gibt den ungefähren Tageseinzugsbereich des Peilers an (1000 km)]

fluß die Wetterwirksamkeit der Fronten stark abgeschwächt war. Nach [4] wurde aus den synoptischen Arbeitskarten der mittlere Luftdruck von Europa (als Relativmaß für die Antizyklonalität) und die mittlere Bewölkung (als Relativmaß für die Vertikalbewegungen) berechnet, die Werte sind:

$$\overline{P}_{\text{Europa}} = 1016{,}0\ [\text{mb}], \qquad \overline{N}_{\text{Europa}} = 3{,}7\ [8^{-1}].$$

Beide zeigen die ungünstigen Voraussetzungen für die Sferic-Produktion am 10. August 1958. Das bezüglich Berlins nächste Gewitter wird zum Zeitpunkt der Abb. 2 erst in 1500 km Entfernung in Rußland beobachtet, liegt also außerhalb des Tageserfassungsbereiches des Peilers, der rund 1000 km beträgt. Eine englische Sferic-Peilung (SFLOC) liegt in 1200 km Entfernung bei Leningrad im Zentrum eines kleinen Tiefs. Berechnet man den mittleren Luftdruck für ein Gebiet mit 1000 km Radius um Berlin, so ergibt sich

$$\overline{P}_{1000\ \text{km}} = 1019{,}2\ [\text{mb}].$$

Die mittlere Bewölkung dieses Gebietes beträgt

$$N_{1000\ \text{km}} = 3{,}9\ [8^{-1}],$$

sie ist wegen der Nähe des südfinnischen Tiefs etwas größer als die mittlere

Bewölkung von Europa. Zum Zeitpunkt der 12 Uhr GMT-Karte, die hier nicht wiedergegeben ist, hat sich die Wetterlage nur unwesentlich verändert, so daß nach wie vor „Funkstille" in der Atmosphäre herrscht.

13. August 1958 (Typ II). Wie Abb. 3 zeigt, liegt Mitteleuropa im schwachgradientigen Übergangsgebiet zwischen einem Hoch über Westrußland und dem Azorenhoch. Über Deutschland ist dabei ein schwacher

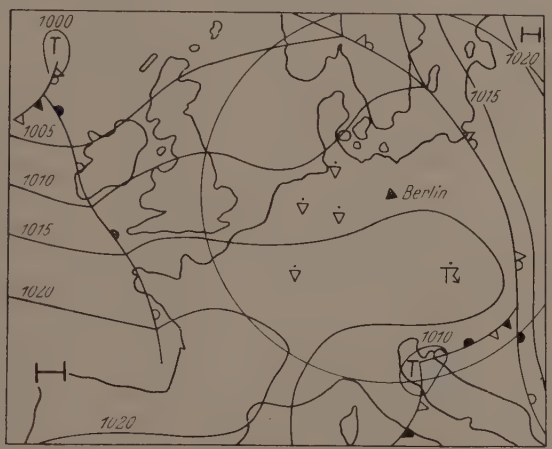

Abb. 3. Die Wetterlage in Mitteleuropa am 13. August 1958, 06,00 Uhr GMT

Trog angedeutet, in dessen Bereich einige Regenschauer auftreten. Als einzige Station in Mitteleuropa meldet Wien ein Gewitter zum Zeitpunkt der Abb. 3. Die Warmfront eines vom Atlantik heranziehenden Randtiefs hat das Festland bereits erreicht, an ihr treten verbreitet nicht gewittrige Niederschläge auf. Der mittlere Luftdruck und die mittlere Bewölkung von Europa sind:

$$P_{\text{Europa}} = 1013{,}9\ [\text{mb}], \qquad N_{\text{Europa}} = 4{,}5\ [8^{-1}].$$

Für den Tageseinzugsbereich des Peilers ergab sich:

$$P_{1000\ \text{km}} = 1012{,}7\ [\text{mb}], \qquad N_{1000\ \text{km}} = 6{,}1\ [8^{-1}].$$

Diese Werte sind schon merklich günstiger für das Entstehen von Sferics als die beim vorigen Fall, d. h. die Zyklonalität hat ebenso wie die Vertikalbewegungen zugenommen und damit die Wahrscheinlichkeit des Auftretens von einzelnen Gewittern in orographisch oder thermisch-labilitätsmäßig besonders begünstigten Gebieten. Abb. 4 zeigt die Luftlage von 14 Uhr MEZ, wie sie sich auf dem Bildschirm des Berliner Wetterradars präsentierte. Man sieht mehrere kleine, zum Teil aber sehr helle Schauer in Bildung begriffen, von denen der eine oder der andere vielleicht schon das elektrisch aktive Stadium erreicht hat, so daß sporadisch Sferics aus der einen oder der anderen Richtung auftreten. Um 12 Uhr

GMT melden übrigens schon sechs westdeutsche Stationen Gewitter; auch einige englische SFLOC-Peilungen über Deutschland zeigen das Vorhandensein von Luftmassengewittern an. In Berlin-Dahlem wurde der erste Donner gegen 15 Uhr MEZ registriert, gegen 16 Uhr überquerte ein mäßig starkes Gewitter die Station.

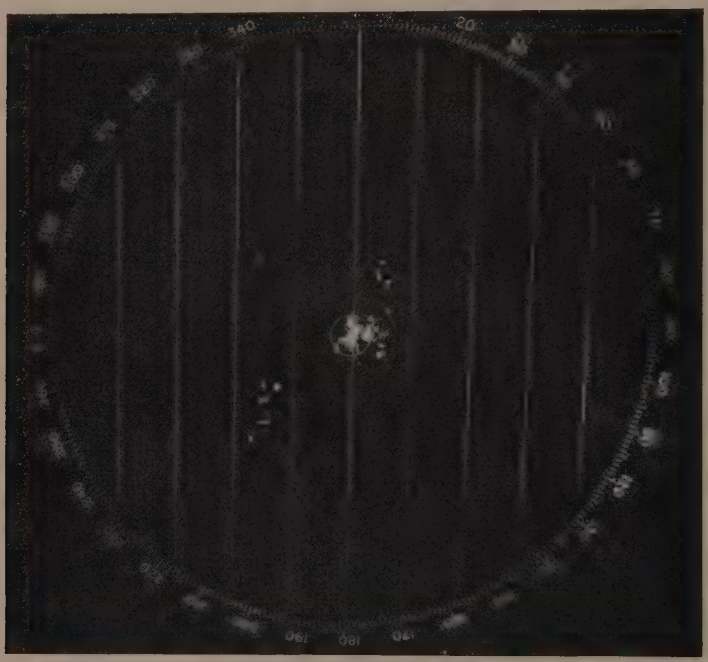

Abb. 4. Das Radarbild vom 13. August 1958, 14 Uhr MEZ, Bereich 200 km (jeder Ring 20 km)

8. August 1958 (Typ III). An diesem Tage wurde um 0 Uhr GMT ein charakteristischer Typ III-Herd beobachtet, und zwar in 170°. Die (reelle, nicht technisch bedingte) Herdbreite betrug 5°, die Sferic-Häufigkeit > 10 Impulse/sec. Abb. 5 zeigt die Wetterlage zu diesem Zeitpunkt, aus der hervorgeht, daß Gewitter im Bereich einer über der Adria liegenden Wellenstörung die Ursache des festgestellten Herdes waren. Eine Angabe der mittleren Druck- und Bewölkungswerte für Europa bzw. für den Einzugsbereich des Peilers erübrigt sich in diesem Fall, da hier keine großräumige Abhängigkeit der Sferic-Produktion von den synoptischen Feldgrößen vorliegt. Der Herd konnte in seiner Richtung auf $\pm 1°$ genau festgelegt werden, die Seitenkennung war absolut eindeutig. Bei diesem Herd konnte übrigens eine deutliche Verlagerung (d. h. Drehung der Einfallsrichtung) festgestellt werden. Die Winkelgeschwindigkeit betrug in der ersten Beobachtungsstunde (0 bis 01 Uhr GMT) — 15°/Std., d. h. das Herdazimut nahm in dieser Stunde um 15° ab. Dieser Wert ist ungewöhn-

lich hoch, denn in der aus der Wetterkarte entnommenen Herdentfernung von ~ 1000 km entspricht dies einer Tangentialgeschwindigkeit von 270 km/Std., die Zuggeschwindigkeit der Welle betrug aber nur 85 km/Std., was etwas mehr ist als der Höhenströmung in 500 mb über diesem Gebiet entspricht (30 kn). Als Erklärung kann man nur annehmen, daß der Schwerpunkt des Gewitterherdes durch allgemeines Anlaufen der Gewittertätigkeit schon weit vor der eigentlichen Wellenstörung bzw. längs der tangential zum Peilstrahl verlaufenden Front sich scheinbar mit der oben ermittelten Geschwindigkeit verlagerte. Dies wird durch die Beob-

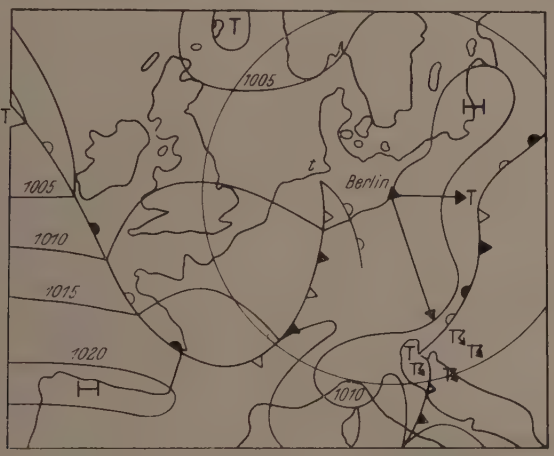

Abb. 5. Die Wetterlage in Mitteleuropa am 8. August 1958, 0 Uhr GMT

achtung gestützt, daß um 00,15 Uhr GMT ein neuer, wenn auch schwacher Einzelherd in 100° auftrat, der andeutet, daß auch die zweite Welle über Polen elektrisch aktiv wird.

Für eine grobe Orientierung darüber, ob sich ein festgestellter Sferic-Herd der Peilstation nähert oder an ihr vorbeizieht, genügt es, festzustellen, ob der betreffende Herd eine merkliche Winkelgeschwindigkeit besitzt. Ist $\frac{d\alpha}{dt} \neq 0$, so kann mit Sicherheit auf ein Vorbeiziehen geschlossen werden, ist $\frac{d\alpha}{dt} = 0$, so muß aus der zeitlichen Intensitätsänderung der Funkstörungen auf die Entfernungsänderung geschlossen werden. Ist $\frac{dE}{dt} = 0$ (E = Feldstärke der Sferics), so ist $r = \text{const.}$ (r = Herdentfernung). Ist $\frac{dE}{dt} > 0$, so ist $\frac{dr}{dt} < 0$ (Herd nähert sich). Ist $\frac{dE}{dt} < 0$, so ist $\frac{dr}{dt} > 0$ (Herd entfernt sich). Die zeitlichen Feldstärkeänderungen können beim SFP 51/2 bei einiger Übung an der Längenänderung der Signalzeichen auf dem Braunschen Rohr erkannt und verfolgt werden. Die obigen Hinweise über die Verlagerung von Gewitterherden können für

in tropischen Breiten operierende Schiffe von Nutzen sein, da tropische Wirbelstürme häufig mit starken Gewittern verbunden sind und daher mit dem Plathschen Sichtfunkpeiler schon wesentlich früher als optisch oder mittels Radar aufgespürt werden können. Um dem Hurrikan zu entgehen, ist es nur nötig, den Schiffskurs so zu wählen, daß die Winkelgeschwindigkeit $\frac{d\alpha}{dt}$ der azimutalen Herdverlagerung zu einem Maximum wird.

6. August 1958 (Typ IV). An diesem Tage wurde in den frühen Morgenstunden eine charakteristische Typ IV-Situation beobachtet, indem starke Sferics aus dem Bereich 210 bis 260°, d. h. aus dem SW-Quadranten beobachtet wurden. Einzelherde konnten nicht ausgemacht werden. Abb. 6 zeigt, daß Gewitter längs der Kaltfront einer über der Deutschen Bucht liegenden Wellenstörung die Ursache für diesen Peiltyp waren. Eine Angabe mittlerer Druck- und Bewölkungswerte erübrigt sich auch hier, da die Gewitter wie beim Typ III nicht von der allgemeinen Verteilung der synoptischen Elemente abhängig sind, sondern an eine räumlich begrenzte Singularität des synoptischen Feldes (hier eine von labilen Umlagerungen begleitete Unstetigkeitsfläche) gebunden sind. Die in Rede stehende Kaltfront überquerte um 12 Uhr MEZ Berlin in Begleitung von Gewittern. Abb. 7 zeigt das Radarbild von 12 Uhr mit mehreren Gewitterzellen längs der nord-südlich verlaufenden Frontlinie. Zu diesem Zeitpunkt konnten mit dem Sichtfunkpeiler mehrere Einzelherde ausgemacht werden, die mit den einzelnen Gewitterzellen zusammenfielen. Der Peiltyp IV war also mit fortschreitender Annäherung der Front in einen Typ III übergegangen. Es sei noch bemerkt, daß der Typ IV auch durch Entfernung einer Front in einen Typ III übergehen kann, indem jetzt der Peiler die einzelnen Herde längs der Front bei größerer Entfernung zu einem Einzelherd zusammenfaßt. Im vorliegenden Fall war es umgekehrt, der Peiler löste mit zunehmender Annäherung der Front diese in mehrere Einzelherde auf.

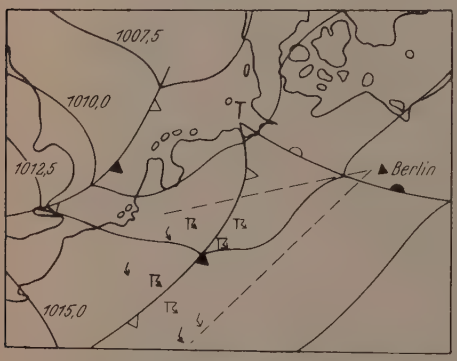

Abb. 6. Die Wetterlage in Mitteleuropa am 6. August 1958, 03,00 Uhr GMT

Auf eine Erscheinung sei noch hingewiesen, die man bei sorgfältiger Betrachtung der Sferic-Signale auf dem Bildschirm des Peilempfängers beobachten kann und die bei den Typen II bis IV auftritt. Es scheint überzufällig oft der Fall einzutreten, daß zwei oder gar drei Sferics gleichzeitig, von verschiedenen Herden herrührend, einfallen. Schon Portig glaubte dieselbe Erscheinung bei der Beobachtung von Wetterleuchten in Mittelamerika festgestellt zu haben, d. h. es trat bei seinen Beobach-

tungen häufig der Fall auf, daß räumlich voneinander getrennte Gewitterherde gleichzeitig aufleuchteten [5]. Nimmt man diese Erscheinung als reell an, so muß also eine gewisse Kopplung zwischen den einzelnen Herden bestehen. Da die betreffenden Sferics streng gleichzeitig einzufallen scheinen, scheiden rein meteorologische Effekte als Kopplungsglieder aus (z. B. Druckwellen, die mit Schallgeschwindigkeit laufen). Übrig bleiben nur elektrische Kopplungsvorgänge, z. B. die Sferics selber. Es wäre

Abb. 7. Das Radarbild vom 6. August 1958, 12 Uhr MEZ, Bereich 100 km

denkbar, daß eine von einem Herd ausgehende Sferic durch kurzzeitige elektrische Feldüberhöhung einen zweiten und dritten Gewitterherd „triggert", bei denen „von allein" die betreffenden Entladungen erst einige Sekunden später eingesetzt hätten. Auf diese Art könnte man die erwähnte Gleichzeitigkeit des Sferic-Einfalls erklären. Zur Klärung dieser Frage sind aber noch weitere Untersuchungen mit registrierenden Sferic-Empfängern hoher Zeitauflösung notwendig.

Abschließend sei bemerkt, daß man in vielen Fällen den Plathschen Sichtfunkpeiler SFT 51/2 mit Erfolg bei der Gewitterortung und Gewitterverfolgung bis zu Entfernungen von 1500 km einsetzen kann (die größte Peilentfernung, die mit dem Plathschen Peiler überbrückt werden konnte, betrug 1800 km bei nächtlichen Ausbreitungsbedingungen). Auch zur Ergänzung der vom Wetterradargerät gelieferten Informationen konnte der Peiler verwandt werden, indem er gestattete, gleichhelle Echos auf

dem Radarbildschirm in Gewitter und bloße Regenschauer zu „sortieren". Für den praktischen Betrieb wäre es jedoch von Vorteil, die Peilfrequenz ins 10 kHz-Band zu verlegen und mit automatischer Seitenanzeige zu arbeiten. Die Errichtung eines aus mehreren Peilempfängern bestehenden Peilnetzes für Basispeilungen in Deutschland wäre zumindest im Sommerhalbjahr von Nutzen für den praktischen Wetterdienst, doch dürften die üblichen finanziellen und personellen Schwierigkeiten auch in Zukunft dies noch verhindern.

Literatur

1. Schindelhauer, F., und H. Israël: Die Peilung von Luftstörungen der drahtlosen Telegraphie zum Zwecke der Wettererkundung. Ber. dtsch. Wetterd., Nr. 26, 1951.
2. Meinhold, H.: Die Peilung atmosphärischer Störungen zum Zwecke der Wetterprognose. Ber. dtsch. Wetterd., Nr. 26, 1951.
3. Malkowski, G.: Betriebserfahrungen mit dem Berliner Wetter-Radargerät. Arch. Met. Geoph. Biokl. A **10**, 355 (1958).
4. Malkowski, G.: Das Funkstörungsminimum vom 9. Dezember 1957. Arch. Met. Geoph. Biokl. A **10**, 381 (1958).
5. Portig, W.: Tropengewitter. Met. Rdsch. **9**, 222 (1956).

Buchbesprechungen

Introduction to Geophysics. Von B. F. Howell, Jr. Mit zahlreichen Textabb., XI, 399 S. New York-Toronto-London: McGraw-Hill Book Company, Inc. 1959. 70s.

Obwohl in den letzten Jahren verhältnismäßig viele Werke aus dem Fachgebiete der Geophysik erschienen sind, blieb doch noch eine Lücke, die das vorliegende Buch in glücklicher Weise ausfüllt: Es ist dies ein Lehrbuch des Gesamtgebietes der Geophysik als Einführung für Studenten, das keine besonderen fachlichen Vorkenntnisse voraussetzt, sondern nur eine gewisse Vertrautheit mit den Grundgesetzen der Physik und der mathematischen Analysis erfordert. Der Inhalt des Buches betrifft unsere Kenntnisse über die feste Erde, während die Wissenszweige der Meteorologie einschließlich Aufbau der Atmosphäre und der Ozeanographie hier nicht behandelt werden.

Nach einer Einführung in die Stellung der Geophysik im Rahmen der Nachbarwissenschaften und ihrer Beziehung zu diesen werden heute geltende Auffassungen vom Ursprung der Erde und des Mondes entwickelt und Methoden und Ergebnisse der Altersbestimmung der Erde, des Mondes, der Meteoriten, der Erdkruste und der Ozeane erläutert, wobei den auf radioaktiven Zerfallsreihen beruhenden Methoden die größte Bedeutung zukommt. Es folgt ein Abschnitt über die Temperaturverteilung im Erdinneren und über die Faktoren, die dafür maßgebend sind. Ein großer Teil des Buches ist dem am meisten entwickelten Zweig der Geophysik, der Seismik und den aus seismischen Beobachtungen abgeleiteten Erkenntnissen, gewidmet. Die folgenden Abschnitte behandeln Masse, Form und Größe der Erde, die Änderung der Dichte und der elastischen Konstanten mit der Tiefe, die Methoden und Probleme der Schweremessung und die Gezeiten der festen Erde, die Isostasie, die tektonischen Kräfte und ihre Quellen, die Theorien zur Erklärung des Ursprungs der Kontinente und die Tatsachen und Theorien der Kontinentalverschiebung, die tektonischen Gebilde der Erde und typische tektonische Profile unter Berücksichtigung ihrer Aktivität sowie im Zusammenhang mit der Seismizität der Erde, die Ursachen der Gebirgsbildung, den Erdmagnetismus, die elektrischen Ströme in der Erde und in der Lufthülle und im Zusammenhang damit die Ursachen des magnetischen Erdfeldes und der magnetischen Stürme und die wichtigsten Typen von erdmagnetischen und geoelektrischen Beobachtungsinstrumenten.

Aus allen oben angeführten Zweigen der Geophysik sind in dem Buch in klarer und exakter Darstellungsweise alle wichtigsten Ergebnisse wie auch die Grundlagen der Richtlinien der Forschung in einem Umfang dargestellt, daß der Leser einen guten Überblick über den heutigen Wissensstand und über die Arbeitsweise der Geophysik erhält. Das vorliegende Werk wird sich daher

auch als Lehrbuch aufs beste bewähren. Durch zahlreiche instruktive Abbildungen wird die Verständlichkeit stark gefördert. Es sei auch besonders hervorgehoben, daß in den verhältnismäßig häufigen Fällen, wo zur Klärung einzelner Probleme der Geophysik mehrere Theorien oder Hypothesen entwickelt worden sind, jeweils die Vorzüge und auch die Schwächen der einzelnen Theorien kritisch beurteilt werden. F. Steinhauser, Wien.

The Earth, its Origin, History and Physical Constitution. Von H. Jeffreys. Vierte Auflage. 230 Textabb., 10 Bildtafeln, XVI, 420 S. Cambridge: At the University Press. 1959. 75s. net.

Seit dem Erscheinen der dritten Auflage dieses bekannten Standardwerkes der Geophysik sind erst sieben Jahre vergangen. Es spricht für den Wert und für die Bedeutung dieses Buches, das in der Originalität und in der Geschlossenheit seiner Darstellung wie auch in der ausführlichen theoretischen Begründung des neuzeitlichen Bildes vom Ursprung, von der Entwicklung und vom physikalischen Aufbau der Erde trotz reichlicher geophysikalischer Buchproduktion der letzten Zeit inzwischen keinen gleichwertigen Konkurrenten gefunden hat, daß bereits wieder eine neue Auflage erscheinen konnte. In dieser Neubearbeitung sind Anordnung und Umfang des Stoffes der dritten Auflage beibehalten worden (vgl. Besprechung Archiv Met. Geoph. Biokl. A **6**, S. 122). Den neuen Entwicklungen und Fortschritten der letzten Jahre wird durch Einfügen zusätzlicher Abschnitte an den entsprechenden Stellen Rechnung getragen. Dadurch wurde der Umfang des Werkes um 28 Seiten vermehrt. Die 54 eingeschalteten neuen Ergänzungen betreffen alle Teilgebiete, und zwar die Laufzeiten bis 30°, eine Modifikation der Stokesschen Formel, eine Bestimmung der Erdabplattung auf Grund von Satellitenbeobachtungen, die Polschwankungen und periodische Änderungen der Erdrotation, Probleme der Wirkung der Gezeitenreibung und besonders ihrer Wirkung auf die Rotation der Satelliten von Planeten, das Alter des Universums und der Erde, die Temperatur des Erdinnern, den Mechanismus der Kontraktion und Kompression bei der Gebirgsbildung, die Beziehung von Vorgängen im Erdinnern zum erdmagnetischen Feld und zu seinen Variationen, die Polwanderung und magnetische Argumente für die Kontinentaldrift, die Meteoritentheorie der Mondraketen und anderes. Durch diese Ergänzungen hat das Buch neuerlich an Wert gewonnen. F. Steinhauser, Wien.

Elementary Seismology. Von Ch. F. Richter. Mit 205 Textabb., 47 Tab., VIII, 768 S. San Francisco: W. H. Freeman and Company. 1958. $ 12.00.

Das Buch wendet sich in erster Linie an Studenten der Geologie und an Interessenten verwandter Wissenschaften sowie an Techniker. Dadurch wird die Art der Darstellung, die allgemein verständlich gehalten ist und auf mathematische Entwicklungen verzichtet, und die Auswahl des gebotenen Wissensgutes bestimmt. In den Vordergrund des Interesses ist die Schilderung und Beschreibung verschiedener Wirkungen von Erdbeben auf die Bodenoberflächenstruktur, auf Gebäude, auf Grund- und Oberflächengewässer und anderes gerückt, die im allgemeinen beschrieben und im besonderen an Hand von Beispielen bekannter großer Erdbeben erläutert werden. Eine Typisierung der Erdbeben und erdbebenartigen Störungen umfaßt künstliche Explosionen, Atombombenexplosionen, Einstürze von Hohlräumen, Gleitbewegungen, Bergwerkseinstürze, Meteoriteneinschlag, vulkanische Beben und tektonische Beben. Für alle diese verschiedenen Formen werden die durch

direkte Beobachtungen wie auch mit Hilfe von Seismographen festgestellten Wirkungen beschrieben, ihre gegenseitige Abgrenzung und zum Teil auch zeitliche wie auch innere Zusammenhänge besprochen und an Hand von Beispielen erläutert; im besonderen gilt dies für die tektonischen Beben.

Einer einfachen Darstellung der Grundlagen der verschiedenen Typen von Seismographen und der verschiedenen Formen von elastischen Wellen folgen Ausführungen über die Analyse und Interpretation von Seismogrammen und über die daraus abgeleiteten Erkenntnisse über die Ausbreitung seismischer Wellen im Erdkörper und über die Erde hin, im besonderen über seismische Wellen von Nahbeben und die daraus abgeleiteten Diskontinuitäten der Erdkruste, über die Besonderheiten der Seismogramme von Beben mit tiefem Herd und über den Mechanismus dieser Beben, über die Methoden und Schwierigkeiten der Lokalisierung von Erdbeben, über die Grundlagen und Anwendung der Methode der Magnitudenbestimmung mit statistischen Angaben über Magnitudenhäufigkeiten, über den Zusammenhang zwischen Energie und Magnitudo der Erdbeben und über Maßnahmen gegen Erdbebenschäden.

Der zweite Teil dieses Buches (245 Seiten) ist der Geographie und Geologie der Erdbeben gewidmet. Die wiedergegebenen Karten der geographischen Verteilung der Erdbeben sind gegenüber den in dem Buch Seismicity of the Earth veröffentlichten Karten zum Teil ergänzt worden. Nach einer Übersicht über die Hauptmerkmale der geographischen Verteilung der Erdbeben und ihre Beziehungen zu geologischen Strukturen werden die Haupterdbebengebiete und darin vorgekommene bedeutungsvolle Beben im einzelnen sehr ausführlich und im Hinblick auf den tektonischen Mechanismus behandelt. Im besonderen geschieht dies für Kalifornien und Neuseeland, Japan und Formosa und für tektonische Beben in Nord- und Südamerika, in Ostindien, im Alpiden Gürtel und in Afrika.

Ein umfangreicher Anhang (98 Seiten) enthält unter anderem eine Chronologie der wichtigsten Erdbeben und eine chronologische Bibliographie, eine Tabelle der Einfallswinkel, Laufzeittabellen und Laufzeitkurven für verschiedene Herdtiefen, graphische Darstellungen zur Bestimmung der Magnitudo, Beispiele der Lokation von Erdbeben, ein Verzeichnis starker Erdbeben und theoretische Ergänzungen zum Textteil des Buches.

Der große Umfang des Buches ermöglicht es dem Autor, nicht nur in ausführlichen Beschreibungen eine allgemein verständliche Darstellung der Einzelheiten und des gesamten Wissensgebietes der Seismik zu geben, sondern in der Besprechung von Beispielen aus verschiedenen Zeiten auch einen Einblick in die historische Entwicklung der heutigen Auffassungen und Erkenntnisse zu bieten. Dadurch wird das Werk nicht nur zu einer guten Einführung für Studierende und Nichtgeophysiker, sondern bringt auch dem Seismiker viele interessante Details. F. Steinhauser, Wien.

Ozeanologie. Band I. Einführung in die Ozeanologie, Ozeanographie. Von E. Bruns. Mit 145 Textabb., 420 S. Berlin: VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften. 1958. DM 41.—.

Das vorliegende Buch stellt den ersten Teil eines auf vier Bände berechneten Werkes über das Gesamtgebiet der Ozeanologie dar und beinhaltet im wesentlichen den Teil der Meereskunde, der im wahren Sinne des Wortes als *Ozeanographie* zu bezeichnen ist. In der Einführung werden Schemata des Aufbaues der Hydrologie, der Hydrometrie und der Hydrographie entwickelt, die als Teilgebiete auch die Ozeanologie und ihre Teildisziplinen, die Ozeano-

metrie und die Ozeanographie, enthalten und der Aufgabenbereich der Ozeanologie als Teil der Hydrologie sowie ihre Bindungen mit anderen Wissenszweigen der Geophysik umschrieben. An die Darstellung der Hauptaufgaben der Ozeanologie schließt sich eine Schilderung der Entwicklung der Ozeanologie als Wissenschaft und eine umfangreiche Zusammenstellung der wichtigsten großen meereskundlichen Expeditionen seit 1734 an.

Als Aufgabengebiet der *Ozeanographie* wird die Feststellung des Reliefs der Ozeane und der Meere und ihrer Begrenzungen angesehen. Der Erfüllung dieser Aufgabe dienen die Seevermessung, hydrographische Erkundungen, die Seekartographie und hydrographische Beschreibungen. Der erste Teil des Abschnittes über Ozeanographie bringt eine ausführliche Zusammenstellung von Zahlenangaben über die Ausdehnung und Tiefen der Ozeane, der Tiefseegräben und der Meere der einzelnen Ozeane sowie Beschreibungen ihrer Tiefenverhältnisse und Bodenreliefs.

Der zweite Teil behandelt in großer Ausführlichkeit die Grundlagen und Methoden der Durchführung ozeanographischer Arbeiten. Im Hinblick auf die Notwendigkeit der Benutzung von Forschungsschiffen werden auch allgemeine Grundlagen der Navigation und Angaben über die Kompasse und ihre Benutzung zur Messung des Kurses gebracht. Es folgen Ausführungen über Seekarten und Kartenprojektionen, über die nautischen Bücher, die der Seefahrer braucht, über die grundlegenden Methoden der Navigation, über die Aufgaben, Instrumente und Methoden der Seevermessung und über Methoden und Instrumente zur Bestimmung des Tiefenreliefs. Der umfangreiche zur Verfügung stehende Raum ermöglicht es dem Verfasser, eine große Vollständigkeit in der Behandlung der verschiedenen Meßmethoden und Geräte anzustreben und die Darstellung so ausführlich zu halten, daß auch die Durchführung der Messungen unter Berücksichtigung von Fehlermöglichkeiten und etwaigen Korrekturen eingehend geschildert werden konnte. Ein Vorzug des Werkes ist es auch, daß viele russische Literatur, die sonst wegen der sprachlichen Schwierigkeiten schwer zugänglich ist, mitbenutzt werden konnte.

Der dritte Teil enthält auf 178 Seiten kurze hydrologische Charakteristiken der Ozeane und Meere auf Grund der Bodenverhältnisse, der Strömungen, der Wasserstandsschwankungen, der Wellen, der Temperatur, des Salzgehaltes und der Dichte, der Eisverhältnisse, der Durchsichtigkeit, Farbe und sonstigen hydrophysikalischen Faktoren und der hydrochemischen Faktoren des Sauerstoffgehalts, des pH-Wertes, der Nitrate, Nitrite, Phosphate und anderes.

Im Anhang beigegebene Kartenbeilagen zeigen die Abgrenzung der Weltmeere, die Tiefenverteilung, die Bodenverhältnisse, die Strömungsverhältnisse, die Isothermen der Oberflächentemperatur im August, die Verteilung des Salzgehaltes und die Verteilung der Dichte des Wassers an der Oberfläche der Weltozeane. Ausführliche Verzeichnisse der geographischen Bezeichnungen und der Sachworte erleichtern die Benutzung dieses wertvollen Werkes. F. Steinhauser, Wien.

Sounding Rockets. Von H. E. Newell, Jr. Mit zahlreichen Textabb., VII, 334 S. New York-Toronto-London: McGraw-Hill Book Company, Inc. 1959. 97s.

Raketen stellen heute eines der fortschrittlichsten Forschungsmittel dar, die es uns nicht nur ermöglichen, ein durch direkte Beobachtungen belegtes Urteil über die Richtigkeit oder die Mängel unserer aus verschiedenartigen,

meist indirekten Beobachtungen erschlossenen Vorstellungen über den Aufbau und den Zustand der hohen Atmosphärenschichten zu gewinnen, sondern auch neue Wege zur Erforschung der Vorgänge in der hohen Atmosphäre geschaffen haben. Zu den Erscheinungen, die nur mit Hilfe von Forschungsraketen erfaßt werden können, gehören kurzwellige UV-Strahlung, ultrakurzwellige Strahlung und Radiowellen von der Sonne, von den Sternen und aus dem Weltraum, die durch die Ionosphäre bzw. Ozonosphäre nicht durchdringen können, Ionosphärenströme, das erdmagnetische Feld in großen Höhen, die chemische Zusammensetzung und der Ionengehalt der höchsten Luftschichten, die Feststellung der Polarlichtpartikel, kosmische Strahlung geringer Energie, Mikrometeorite und kosmischer Staub. Es ist klar, daß die Entwicklung und Auswertung der neuen Forschungsmittel in ständigem raschem Aufbau begriffen ist und deshalb wird auch einer neuen Veröffentlichung, die unter der Leitung eines so hervorragenden Fachmannes steht, wie es der Herausgeber dieses Buches ist, besonderes Interesse entgegenzubringen sein.

Die Erforschung der Erscheinungen und der Vorgänge sowie des atmosphärischen Zustandes in 30 bis 300 km Höhe stellt sehr verschiedene Ansprüche an die Leistungsfähigkeit der Raketen, weshalb mehrere den einzelnen Aufgaben angepaßte Raketentypen entwickelt werden mußten. In dem vorliegenden Buch wird eine Anzahl von modernen Forschungsraketen beschrieben. Eine umfangreiche Tabelle gibt eine schöne Übersicht über die verschiedenen Forschungsobjekte für Raketenaufstiege, über die dabei anzuwendenden Beobachtungsmethoden und über die erzielten Ergebnisse. In großer Ausführlichkeit werden die technischen Details und die besondere Leistungsfähigkeit wie auch die historische Entwicklung folgender Raketentypen beschrieben: die großen amerikanischen Raketen Aerobee und Aerobee-Hi, die Deacon-, Cajun- und ASP- (Atmospheric Sounding Projectile) Motoren für kleinere Raketen, die LOKI-WASP-Rakete (Weather-Atmospheric Sounding Projectile) zur Höhenwindmessung in 30 bis 50 km Höhe (durch Auswurf von Aluminiumstreifen oder metallisierten Fallschirmen als Reflektoren für Radarwellen), die Rockoon-Technik (Raketenstarts von Ballons aus zur Erreichung großer Höhen mit billigen kleinen Deacon- und Loki-Raketen) und die Rockair-Technik (Raketenstarts mit Hilfe von senkrecht aufsteigenden Flugzeugen unter Verwendung sehr kleiner hochreichender 2,75 inc.-FFAR-Raketen und größerer Rockair-Raketen), die Zweistufenraketen Nike-Deacon mit Gipfelhöhen bis 69 Meilen, Nike-Cajun mit Gipfelhöhen bis 104 Meilen und Terrapin mit Gipfelhöhen bis 88 Meilen, ferner die große hochreichende Viking-Rakete mit Gipfelhöhen bis 158 Meilen, die englische Skylark-Rakete, die französischen Raketen Véronique und Monica, die mehrstufige japanische Rakete Kappa und die Rockoon Rakete Sigma. Die zukünftige Entwicklung der Forschungsraketen muß in der Richtung der Erreichung größerer Höhen mit billigeren Raketen bei größerer Tragfähigkeit für Instrumente liegen, um damit möglichst vielfältige und leistungsfähige Routineaufstiege durchführen zu können. Als Beispiel dafür werden die Aerobee-100, die Arcon und die Iris-Rakete angeführt. Auch die hauptsächlichen Startgebiete und Starteinrichtungen für Forschungsraketen werden beschrieben.

Das Buch vermittelt einen guten Einblick in den Ausbau der Technik der Forschungsraketen von teuren Riesenraketen bis zu billigen Kleinraketen und in die besondere Leistungsfähigkeit der verschiedenen Raketentypen, ermöglicht aufschlußreiche Vergleiche und ist auch für die Geschichte der Entwicklung dieser neuartigen Forschungsmittel von großer Bedeutung.

F. Steinhauser, Wien.

Einführung in die Optik der Atmosphäre. Von G. Dietze. Mit 114 Textabb., XII, 263 S. Leipzig: Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig KG. 1957. DM 29.—.

Der Verfasser hat sich zum Ziel gesetzt, eine Gesamtdarstellung des Gebietes der atmosphärischen Optik nach dem neuesten Stand der Forschung zu schreiben, die in verständlicher Form ohne größeren mathematischen Aufwand nicht nur den Meteorologen, sondern auch den Angehörigen verwandter Wissenschaften, die mit Problemen und Ergebnissen der atmosphärischen Optik zu tun haben, sowie den Technikern dienen soll. Damit wird unzweifelhaft einem bestehenden und merkbaren Bedürfnis entsprochen, weshalb das Erscheinen dieses Buches sehr zu begrüßen ist.

Die Darstellung ist so gehalten, daß einer Beschreibung der verschiedenen Tatsachen und Erscheinungen aus dem Gebiete der atmosphärischen Optik eine meist durch instruktive Abbildungen unterstützte anschauliche Erklärung folgt, wobei mathematische Ableitungen zur Vermeidung von Komplikationen der Darstellung meist fehlen und nur Endformen angeführt werden, die der qualitativen Erklärung eine quantitative Grundlage geben. Auf diese Art wird eine allgemeine leichte Verständlichkeit erreicht, was sicherlich als Vorzug des Buches gewertet werden muß. Wenn dieses Buch aber auch als Lehrbuch der atmosphärischen Optik für Studierende der Meteorologie gelten soll, wird man neben den anschaulichen Erklärungen doch auch eine mehr mathematische Begründung wünschen müssen, wobei allerdings nicht zu vermeiden gewesen wäre, daß der Umfang des Buches beträchtlich angewachsen wäre.

Nach einer Übersicht über Meßgrößen, Einheiten und optische Grundlagen werden im einzelnen behandelt: die Beobachtungstatsachen der scheinbaren Form des Himmelsgewölbes und der scheinbaren Vergrößerung der horizontnahen Objekte, die mit der Lichtbrechung in der wolkenfreien Atmosphäre zusammenhängenden Erscheinungen der astronomischen und der terrestrischen Refraktion, der Luftspiegelungen und der Szintillation, die verschiedenen Formen der Halos und ihr Zustandekommen, die Erscheinungsformen und Entstehung der Regenbogen, der Kränze, der Glorien und verwandter Erscheinungen, die Gesetze, Maßgrößen und Bestimmung der Extinktion, Absorption und Zerstreuung des Lichtes in der Atmosphäre, das Himmelslicht bei Tag bei wolkenlosem und bei bewölktem Himmel, die Dämmerungshelligkeit und die Nachthelligkeit, die Beobachtungstatsachen der Polarisation des Himmelslichtes und ihre Erklärung, die Theorien der Extinktion, Zerstreuung und Polarisation des Himmelslichtes nach Rayleigh und nach Mie und ihre Ergebnisse, die farbigen Dämmerungserscheinungen und die Probleme und Tatsachen der Sicht und ihre Abhängigkeit von verschiedenen Faktoren.

Mehrere im Anhang beigegebene Tabellen bilden eine wertvolle Bereicherung dieses besonders wegen seiner übersichtlichen und klaren Darstellungsweise empfehlenswerten Buches. F. Steinhauser, Wien.

Krauß-Meldau, Wetter- und Meereskunde für Seefahrer. Vierte Auflage. Von J. Krauss und W. Stein. Mit 102 Abb. und 3 Tafeln, VII, 20 S. Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer-Verlag. 1958. DM 19.50.

Die rasche Folge der neuen Auflage beweist, daß sich dieses Buch, das vorwiegend dem Unterricht in der Wetter- und Meereskunde an den Seefahrtschulen dienen, aber auch den Sportseglern und Seefischern Verständnis für die Vorgänge in der Luft und im Wasser vermitteln soll, aufs beste bewährt

hat. In didaktisch geschickter Darstellung wird alles behandelt, was dem Zweck des Buches dient und den praktischen Bedürfnissen nützlich ist: Die Grundgrößen des Wettergeschehens und ihre Beobachtung, das meteorologische Tagebuch und die Wetterverschlüsselung, die Grundgesetze des Wettergeschehens, die Windsysteme, Stürme, Tromben und tropischen Orkane, das Meer und die Meeresströmungen, die Wetterberatung, das Zeichnen von Wetterkarten und die Wettervorhersage an Bord und schließlich die meteorologische Navigation. Gegenüber der dritten Auflage sind in den einzelnen Abschnitten dem Fortschritt der Zeit entsprechende Ergänzungen angeführt, einige Abbildungen geändert und neue Abbildungen aufgenommen worden. Mehrere neu eingeschaltete Abschnitte betreffen vor allem Höhenwetterkarten, Beziehungen von Höhenwetterlagen zur Bodenwetterlage, Höhenwinde, neue technische Einrichtungen des Wetterdienstes, das Eis des Meeres und anderes. Damit hat das bewährte Buch in der neuen Ausgabe eine weitere Bereicherung erfahren. F. Steinhauser, Wien.

Untersuchungen über die mittleren hydrographischen Verhältnisse an der Meeresoberfläche des nördlichen Nordatlantischen Ozeans. Von W. Krauss. (Wissenschaftliche Ergebnisse der deutschen atlantischen Expedition auf dem Forschungs- und Vermessungsschiff „Meteor" 1925—1927, Band V, 3. Lieferung.) Mit 23 Textabb., 41 Kartenbeilagen, 160 S. Berlin: Walter de Gruyter & Co. 1958. DM 57.—.

Dieser neue Beitrag zu dem großen „Meteor"-Werk bringt auf Grund aller erreichbaren Beobachtungen für das Gebiet zwischen 55° N und 80° N (östlich von 20° N zwischen 60° N und 80° N) Monatsmittelwerte der Temperatur an der Meeresoberfläche und des Salzgehaltes für Eingradfelder in Tabellen und Kartendarstellungen der Verteilung der Temperatur an der Meeresoberfläche, des Salzgehaltes und der Dichte für den gesamten nördlichen Nordatlantischen Ozean, nördlich von etwa 50° N. Im begleitenden Text werden die Jahresgänge der Temperatur und die Temperaturanomalien, langjährige Temperaturänderungen sowie die mittleren hydrographischen Verhältnisse an der Meeresoberfläche des Nordatlantischen Ozeans als Ergebnisse des Zusammenwirkens von Strahlung, Niederschlag, Verdunstung, Eisbildung und Eisschmelzung, Süßwasserzufuhr, Divergenz- und Konvergenzerscheinungen und den damit zusammenhängenden Vertikalbewegungen und Vermischungsvorgänge besprochen. Im besonderen wird die Wirkung des Windes auf die hydrographischen Verhältnisse behandelt. Der Verfasser kommt dabei zu dem Schluß, daß nicht die Winde, sondern die Störungsquellen des ozeanischen Massenfeldes die vorherrschenden Faktoren der Zirkulation in den hohen Breiten des nördlichen Nordatlantischen Ozeans sind. Dadurch, daß hier eine eingehende Begründung für diese Auffassung geboten wird, kommt dieser neuen Veröffentlichung eine besondere Bedeutung zu.

F. Steinhauser, Wien.

Use of Ground-Based Radar in Meteorology (Excluding Upper-Wind Measurements). Von J. P. Henderson, R. Lhermitte, A. Perlat, V. D. Rockney, N. P. Sellick, R. F. Jones. (W M O Technical Note No. 27.) Mit 28 Abb., XVI, 81 S. Genf: Secretariat of the World Meteorological Organization. 1959. sfr. 9.—.

Die Verwendung von Radargeräten für meteorologische Zwecke ist verhältnismäßig jungen Datums. Erst nach dem zweiten Weltkrieg hat sich

die „Radarmeteorologie" zu einem wichtigen Spezialgebiet entwickelt, das sowohl für Belange der Wetterprognose als auch für die reine Forschung (Wolkenphysik) ständig wachsendem Interesse begegnet. Für ein volles Verständnis der Anwendungsmöglichkeiten von Radargeräten in der Meteorologie ist es notwendig, einen Überblick über die bisherigen Ergebnisse der Forschung und auch über die Grenzen, die diesem neuen Zweig der Meteorologie rein meßtechnisch gesetzt sind, zu erhalten. Diese Aufgabe erfüllt der vorliegende Bericht in anerkennenswerter Weise. Im ersten Teil werden die Grundlagen der Theorie der Radarechos behandelt, insbesondere im Hinblick auf die prinzipiellen Möglichkeiten mittels Radargeräten verschiedener Stärke und verschiedener Wellenlänge Echos von Wassertropfen und Eisteilchen in Wolken zu erhalten. Hierbei wird besonders hervorgehoben, daß es mit den meisten derzeit im Gebrauch befindlichen Geräten (Wellenlängen zwischen 3 und 10 cm) lediglich möglich ist, Tropfen von Niederschlagsgröße (größer als 0,5 mm) zu erfassen. Daher werden von Wolken, die kleinere Tröpfchen enthalten, keine Echos zu beobachten sein. Im zweiten Teil folgt eine detaillierte Diskussion verschiedener Radargeräte, während im dritten Teil das Problem der kartenmäßigen Darstellung und der Übermittlung von Radarbeobachtungen behandelt wird. Hier finden wir u. a. auch die von einigen Ländern bereits verwendeten Zahlenschlüssel für Übermittlung von Radarmeldungen. Der vierte Teil ist einer eingehenden Beschreibung der Echos selbst gewidmet, wobei genau zwischen Echos, die mit Niederschlagsbildungen zusammenhängen, und solchen, die von anderen meteorologischen Elementen (Staub) oder Fremdkörpern verursacht werden, unterschieden wird. Das sechste Kapitel wird vor allem den Prognostiker interessieren. Hier erfahren wir wertvolle Hinweise für die Verwendung von Radarbeobachtungen für Zwecke der Wettervorhersage (kurzfristige Niederschlagsprognosen). Besonders hervorgehoben wird auch die Bedeutung für den Flugwetterdienst sowie für klimatologische Untersuchungen und hydrologische Aufgaben. Auch die synoptische Analyse von Wetterkarten kann aus den Radarmeldungen profitieren. Die große Bedeutung der Radarbeobachtungen bei Hurricans ist wohl jedem bekannt. Der letzte Abschnitt behandelt schließlich die reine Forschung mittels Radar und weist auf die großen Erfolge im Gebiete der Wolkenphysik hin, die nicht zuletzt auch durch Radarmessungen erzielt werden konnten. Im Anhang finden sich eine Reihe von sorgfältig ausgewählten Abbildungen, die eine treffliche und wertvolle Ergänzung des Textes darstellen. Von einem Literaturverzeichnis haben die Autoren abgesehen, da, wie betont wird, eine entsprechende Zusammenstellung in den Meteorological Abstracts der AMS zu finden ist.

H. Reuter, Wien.

Die Peilung atmosphärischer Störungen durch Synchronaufnahme von Richtung und Wellenform. Von G. Skeib, H. Kaiser und Chr. Popp. (Abhandlungen des Meteorologischen und Hydrologischen Dienstes der DDR, Nr. 48.) Mit 28 Textabb., 51 S. Berlin: Akademie Verlag. 1958. DM 20.—.

In der Arbeit wird über das am meteorologischen Observatorium Potsdam verwendete Instrumentarium, über die technische Durchführung und über besondere Probleme der Auswertung von Ortungen atmosphärischer Störungen durch Synchronaufnahmen von Richtung und Wellenform der empfangenen elektromagnetischen Impulse an nur einer Beobachtungsstation sowie über die meteorologische Auswertung zweijähriger Beobachtungs-

ergebnisse berichtet. Die meteorologische Auswertung betrifft die statistische Feststellung der prozentuellen Häufigkeiten der Zugehörigkeit der durch englische Peilungen festgestellten Atmospherics zu bestimmten Wettererscheinungen, wie z. B. zu Gewittern, zu Fronten verschiedener Art und zu bestimmten Lagen in verschiedenen Bereichen von Tiefs oder Hochs, wobei zwischen Wettererscheinungen mit und ohne Niederschlag unterschieden wird, den Anteil der durch die Peilungen festgestellten Gewitter an der Gesamtzahl der wetterkartenmäßig erfaßten Gewitter, Vergleiche der nach den Potsdamer Beobachtungen und der mit dem englischen Peilnetz festgestellten Atmospherics und ihrer Zuordnung zu den Wettererscheinungen im Verlauf von drei Beobachtungswochen und einen Vergleich der Peilergebnisse mit Gewittertendenzkarten.

Der Arbeit kommt in doppelter Hinsicht Bedeutung zu: einerseits in der Darstellung der Beobachtungsverfahren und in der Wiedergabe der gewonnenen Erfahrungen mit Aufnahme von einer Station aus, was für die Steigerung der Anwendungsmöglichkeit von Atmospherics-Peilungen von Bedeutung ist, und andererseits in den meteorologischen Auswertungen, die wertvolle Beiträge zur Beurteilung der Leistungsfähigkeit der Atmospheric-Peilungen und ihrer Verwertungsmöglichkeit im Wetterdienst liefern.

F. Steinhauser, Wien.

Astronomy. Von Th. G. Mehlin. Mit 162 Textabb., VII, 392 S. New York: John Wiley & Sons, Inc., London: Chapman & Hall, Limited. 1959.

Probleme der modernen Methoden der Erforschung der höchsten Atmosphärenschichten und ihre Ergebnisse, wie auch die beginnende Weltraumforschung führen den heutigen Geophysiker und Meteorologen immer mehr dazu, sich auch mit den Ergebnissen der astronomischen Forschung vertraut zu machen. Wer sich rasch einen Überblick über den Stand der astronomischen Erkenntnisse verschaffen will, kann zu dem vorliegenden Buch greifen und wird darin nicht nur eine geschlossene und klare Darstellung eines Umrisses des heutigen Wissensgutes der Astronomie finden, sondern dazu noch in den Genuß einer ansprechenden Lektüre kommen. Die Darstellung ist sehr einfach gehalten und setzt keine besonderen Vorkenntnisse voraus.

Nach einer Beschreibung der astronomischen Beobachtungsinstrumente und Methoden wird die Lebensgeschichte eines Sternes geschildert unter Berücksichtigung der physikalischen Prozesse, die dabei in Betracht zu ziehen sind. Die weiteren Abschnitte behandeln die Entfernungen und Bewegungen der Sterne, die Sonne, Doppelsterne, veränderliche Sterne, Milchstraßensystem und im besonderen unsere Milchstraße, Charakteristiken des Sonnensystems und der Planeten, die Erde, den Mond und künstliche Satelliten, Kometen und Meteore und schließlich den Ursprung des Sonnensystems. Viele Beigaben von instruktiven Abbildungen bereichern das vorzüglich ausgestattete Buch wesentlich.

F. Steinhauser, Wien.

Planetary and Space Science. Vol. I, Nr. 1. Herausgegeben von M. Greenberg, D. F. Martyn, S. K. Mitra, M. Nicolet, C. E. Palmer und F. L. Whipple. London-New York-Paris-Los Angeles: Pergamon Press. 1959.

Mit dem Start von Satelliten und Weltraumraketen sind neue Forschungsmöglichkeiten geschaffen worden, indem nun Beobachtungsinstrumente unmittelbar in die höchsten Atmosphärenschichten und sogar in den interplanetaren

Raum gebracht werden können. An den Ergebnissen dieser Beobachtungen sind in gleicher Weise Astronomen und Geophysiker interessiert. Es ist erfreulich, daß in der vorliegenden Zeitschrift ein Organ zur Verfügung steht, in dem sowohl die Probleme der Weltraumforschung behandelt wie auch die Ergebnisse der unmittelbaren Erforschung der höchsten Atmosphärenschichten veröffentlicht werden können. Daß darin den geophysikalischen Problemen dieses neuen Forschungszweiges besondere Beachtung geschenkt wird, dafür bürgen die Namen der Herausgeber und davon zeugt auch der Inhalt des vorliegenden ersten Heftes, in dem unter anderem über Raketenbeobachtungen der kurzwelligen UV-Strahlung des Nachthimmels und über spektroskopische Untersuchungen des Nachleuchtens von Stickstoff-Sauerstoffgemischen, über Energiequellen für die aus Satellitenbeobachtungen erschlossenen Temperatur- und Dichteänderungen oberhalb 200 km Höhe und über eine zur Erklärung der erhöhten Temperatur und Dichte dieser Schichten entworfene Modell-Atmosphäre, über Mikrometeoritenmessungen von Satelliten, über die Beziehung zwischen Wasserstoffemission und Typen von Nordlichtspektren, über Wasserstofflinienemission des Nachthimmels und über das bei der CSAGI-Tagung in Moskau abgehaltene Symposion über Ergebnisse und Probleme der Raketen- und Satellitenforschung des internationalen geophysikalischen Jahres berichtet wird. F. Steinhauser, Wien.

Berichtigung

Schulz, Werner: Untersuchung zur Frage der Entstehung der Eisphase aus unterkühlten Wassertropfen. Arch. Met. Geoph. Biokl. A **11**, 64—83 (1959).

S. 68, Zeile 21 von oben lies: gemäß unserer Bedingung a) statt: Bedingung b).

S. 76, Zeile 11 von oben lies: von der Unterlage abhängig statt: unabhängig.

S. 81, Zeile 4 von unten lies: Arch. Met. Geoph. Biokl. A **2**, 436 (1950) statt: A **2** (1950).

Herausgeber, Eigentümer und Verleger: Springer-Verlag, Wien I, Mölkerbastei 5.
Für den Inhalt verantwortlich: Prof. Dr. F. Steinhauser, Wien XIX, Hohe Warte 38.
Druck: Adolf Holzhausens Nfg., Wien VII, Kandlg. 19-21

Fortsetzung von der II. Umschlagseite

Die Verfasser werden gebeten, den Text möglichst knapp zu fassen und historische Einleitungen tunlichst zu vermeiden. In den beigegebenen Tabellen ist die Wiedergabe unverarbeiteten, umfangreichen Beobachtungsmaterials zu vermeiden; auch sollen die Resultate im allgemeinen nicht durch Tabellen und Kurven gleichzeitig wiedergegeben werden. Die Tabellen sollen eine Überschrift tragen.

Die Arbeiten können in deutscher, englischer oder französischer Sprache erscheinen. Es soll ihnen eine Zusammenfassung in mindestens zwei Sprachen vorangestellt werden. Eine Zusammenfassung ist auf jeden Fall vom Verfasser mitzuliefern, ihre Übersetzungen werden nötigenfalls vom Verlag besorgt. Die Literaturhinweise erfolgen durch im laufenden Text in Klammern eingefügte Nummern, die genaue Zitate bezeichnen, die in einem Literaturverzeichnis am Ende der Arbeit zusammenzustellen sind.

Die Manuskripte sind möglichst in Maschinenschrift auf einseitig beschriebenen, fortlaufend paginierten Blättern abzufassen. Abbildungsvorlagen sind in so sauberer Wiedergabe einzusenden, daß sie entweder unverändert verwendet oder durch Zeichner des Verlages einwandfrei neu gezeichnet werden können. Die Beschriftung, die innerhalb der Zeichnung angebracht wird, ist nur mit weichem Bleistift einzutragen.

Grundsätzlich werden nur Arbeiten aufgenommen, die vorher weder im Inland noch im Ausland veröffentlicht worden sind; der Autor verpflichtet sich, diese auch nachträglich nicht anderweitig zu veröffentlichen. Mit der Annahme und Veröffentlichung des Manuskriptes geht das ausschließliche Verlagsrecht für alle Sprachen und Länder auf den Verlag über. Es ist ferner ohne ausdrückliche Genehmigung des Verlages nicht gestattet, photographische Vervielfältigungen, Mikrofilme u. ä. von Heften der Zeitschrift, einzelnen Beiträgen oder von Teilen daraus herzustellen. Die Autoren erhalten 75 Separata ihrer Arbeit kostenlos und können weitere Separata zu einem angemessenen Preis beziehen. Die Bestellung muß mit dem dem Fahnenabzug beigelegten Bestellzettel bei der Rücksendung der korrigierten Fahnen erfolgen.

Die Autoren erhalten eine erste Fahnenkorrektur, die sie nach erfolgter Durchsicht an den Verlag zu senden haben; eine Umbruchkorrektur wird den Autoren nicht zugestellt. Autorkorrekturen, d. h. nachträgliche Textänderungen, werden, soweit sie 10% der Satzkosten überschreiten, den Verfassern in Rechnung gestellt.

Manuskripte und Anfragen sind an einen der beiden unterzeichneten Herausgeber

Dozent Dr. **W. Mörikofer**
Physikalisch-Meteorologisches Observatorium
Davos-Platz, Schweiz

Prof. Dr. **F. Steinhauser**
Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik
Wien XIX, Hohe Warte 38, Österreich

zu richten; alle geschäftlichen Mitteilungen an:

Springer-Verlag, Wien I, Mölkerbastei 5
Telephon 63 96 14 Serie. Telegrammadresse: Springerbuch Wien

Der Verlag

Fortsetzung von der IV. Umschlagseite

Dynamics of Two Interacting Streams. — **Ostinelli, E.,** Prestazioni limite delle astronavi a propulsione jonica sfruttanti l'energia di fissione dei nuclei di uranio o di fusione dei nuclei di deuterio. — **Partel, G.,** General Survey in the Ramjet Field and its Significance to Astronautics. — **Peschka, W.,** Über die Verwendbarkeit von atomarem Wasserstoff als Treibstoff für Flüssigkeitsraketen. — **Price, E. W.,** Combustion Instability in Solid Propellant Rocket Motors. — **Rao, G. V. R.,** Contoured Rocket Nozzles. — **Rice, O. K.,** The Recombination of Atoms, and other Energy-Exchange Reactions. — **Sänger, E.,** Strahlungsquellen für Photonenstrahlantriebe. — **Sänger-Bredt, Irene,** Über Arbeitsgase für nicht konventionell beheizte Raketen. — **Serruys, M.,** Contribution de la thermodynamique à l'évaluation des possibilités ou performances des fusées. — **Shepherd, L. R.,** Electrical Propulsion Systems in Space Flight. — **Stuhlinger, E.,** Advanced Propulsion Systems for Space Vehicles. — **Szego, G. C.,** Similitudes and Limitations in Trans-Conventional Propulsion Systems. — **Vandenkerckhove, J. A.,** Note on the Optimum Design of Solid Propellant Power-Plants for Missiles Systems Engineering. — **Winterberg, F.,** Die Erreichung von Ausströmgeschwindigkeiten bis 20 000 m/s durch isotherme Expansion in Kernraketen. — **Zangl, W.,** Le facteur de débit, caractéristique de la qualité de la combustion dans un propulseur-fusée. — **Braun, W. von,** The Explorers. — **Casci, C.,** e **V. Giavotto,** Sul tempo di vita dei satelliti artificiali. — **Hibbs, A. R.,** Scientific Results from the Explorer Satellites. — **Jaschek, W. J.,** Die photographische Beobachtung künstlicher Satellitoide. — **Koelle, H. H.,** On the Development of Orbital Techniques. (A Classification of Orbital Carriers and Satellite Vehicles.) — **Merson, R. H.,** Techniques of Analysing Terrestrial Radio and Optical Observations of Earth Satellites. — **Nonweiler, T.,** The Motion of an Earth Satellite on Re-Entry to the Atmosphere. — **Ogorodnikov, K. F.,** Preliminary Summary of Optical Observations of Artificial Earth Satellites. — **Roberson, R. E.,** Principles of Inertial Control of Satellite Attitude. — **Schütte, K.,** Der Einfluß der Genauigkeit des Geschwindigkeitsvektors auf kreisnahe Bahnen künstlicher Satelliten. — **Sedov, L. I.,** Dynamic Effects on the Motion of Earth Sputniks. — **Urbano, R. H.,** Satellite Position Prediction from Six Frequency-Time Pairs. — **Van Allen, J. A., C. McIlwain** and **G. Ludwig,** Radiation Measurements from Explorer IV. — **Beckh, H. J. von,** Flight Experiments about Human Reactions to Accelerations which are Followed or Preceded by Weightlessness. — **Eugster, J., R. Koblet** und **D. Simons,** Untersuchungsergebnisse der biologischen Wirkung der Kosmischen Strahlung auf Samen von *Hordeum* (Goldgerste) *Bonus* 01518/B 19 (GUSTAFSSON) mit besonderer Berücksichtigung der Schweren Primären. — **Gerathewohl, S. J.,** and **G. R. Steinkamp,** Human-Factors Requirements for Putting a Man in Orbit. — **Helvey, T. C.,** Problems of Ground Simulation of Long Range Space Flight Environmental Conditions. — **Jongbloed, J.,** Medical Reflections on Space-Travel.

Zu beziehen durch Ihre Buchhandlung

Soeben erschienen:

IX. Internationaler Astronautischer Kongreß

Amsterdam 1958. Bericht

Herausgegeben von W. v. Braun, A. Eula, B. Fraeijs de Veubeke, F. Hecht, W. B. Klemperer, J. M. J. Kooy, F. I. Ordway III, E. Sänger, K. Schütte, L. I. Sedov, L. R. Shepherd, J. Stemmer. Schriftleitung: **Friedrich Hecht.**

Mit 424 Figuren. I. Teilband: XII, Seite 1—506, II. Teilband: II, Seite 507—970.

Gr.-8°. 1959

Die beiden Teilbände werden nur zusammen abgegeben

Ganzleinen S 1248.—, DM 208.—, sfr. 213.—, $ 49.50

Vorzugspreis für Mitglieder der an die IAF (Internationale Astronautische Föderation) angeschlossenen Gesellschaften und für Bezieher der „Astronautica Acta"

Ganzleinen S 998.40, DM 166.40, sfr. 170.40, $ 39.60

Inhaltsverzeichnis

Cap, F., Relativitätstheorie und Astronautik. — **Haviland, R. P.,** Considerations of the Solar Probe. — **Magness, T. A., J. B. McGuire** and **O. K. Smith,** Accuracy Requirements for Interplanetary Ballistic Trajectories. — **Moeckel, W. E.,** Interplanetary Trajectories with Excess Energy. — **Stearns, E. V.,** An Interplanetary Navigation System. — **Cheng, S. I.,** On the Mechanisms of Atmospheric Ablation. — **Krassovsky, V. I.,** Exploration of the Upper Atmosphere by the Help of the Third Soviet Sputnik. — **Boneff, N.,** Sur le danger météoritique en astronautique. — **Cap, F.,** Die Anwendung der Gröbnerschen Methode zur Lösung von Differentialgleichungen auf das astronautische n-Körperproblem. — **Ehmert, A.,** Indications for Increased Cosmic Radiation in the Interplanetary Space. — **Gadomski, J.,** Fünf Arten von ökosphärischen Planeten. — **Low, W.,** and **Y. Manheimer,** Microwave Measurements of Electron Densities in Ionized Gases. — **Singer, S. F.,** Scientific Problems in Cislunar Space and their Exploration with Rocket Vehicles. — **Wanders, A. J. M.,** The Physical Conditions on the Planet Mars. — **Whipple, F. L.,** Notes on the Immediate Feasibility of an Orbiting Astronomical Telescope. — **Wołczek, O. S.,** Künstliche Kernenergiequellen im kosmischen Raum. — **Faulkner, F. D.,** Some Results from Direct Methods Applied to Optimum Rocket Trajectories. — **Hermann, R.,** Problems of Hypersonic Flight at the Re-Entry of Satellite Vehicles. — **Hunter, M. W., W. B. Klemperer** and **R. J. Gunkel,** Impulsive Midcourse Correction of a Lunar Shot. — **Kler, J. J. de,** On the Degree of Accuracy, to be Attained by Astro-Scanners as an Aid in Automatic Interplanetary Course-Computation. — **Kooy, J. M. J.,** On the Orbital Computations and the Guidance Problem of a Deep Space Rocket. — **Lopes Cardozo, A.,** Automation for Interplanetary Navigation. — **Madden, E. J.,** Panatrack. A Suggested Method of Status Display for Space Travel. — **Miele, A.,** General Variational Theory of the Flight Paths of Rocket-Powered Aircraft, Missiles and Satellite Carriers. — **Roberson, R. E.,** General Guidance and Control Concepts for Satellites and Space Vehicles. — **Winzen, O. C.,** From Balloon Capsules to Space Cabins. — **Ackeret, J.,** A System of Rocket Propulsion Using Reactors and Gas Turbines. — **Altman, D.,** Chemical Propulsion in the New Space Age. — **Barré, J. J.,** Autopropulseurs fissiothermiques. Processus radiatif de transfert de chaleur permettant d'accroître la poussée massique. — **Bednarczyk, H.,** Beschleunigung leitender Partikel durch magnetische Wanderfelder. — **Bostick, W. H.,** Plasma Motors: The Propulsion of Plasma by Magnetic Means. — **Büchner, E.,** Flüssige und feste Treibstoffe für Raketen. — **Corbeau, J.,** et **C. Diot,** Étude theorique de la combustion de gouttes d'ergols dans une chambre de combustion de propulseur-fusée. — **Gravalos, F. G., I. H. Edelfelt** and **H. W. Emmons,** The Supersonic Flow about a Blunt Body of Revolution for Gases at Chemical Equilibrium. — **Hilsenrath, J., M. S. Green** and **Ch. W. Beckett,** Internal Energy of Highly Ionized Gases. — **Huth, J. H.,** Electric Power for Space Flight. — **Karlovitz, B.,** and **B. Lewis,** Space Propulsion by Interstellar Gas. — **Kármán, Th. von,** Magnetofluidmechanics. A General Lecture. — **Lykoudis, P. S.,** On a Class of Compressible Laminar Boundary Layers with Pressure Gradient for an Electrically Conducting Fluid in the Presence of a Magnetic Field. — **Malin, M. E., R. John, W. Bade, R. Schweiger** and **J. Yos,** Application of Electric-Arc Plasma Generators to Propulsion. — **Napolitano, L. G.,** Magneto-Fluid-

Fortsetzung auf der III. Umschlagseite